



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

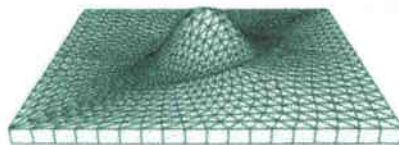
LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

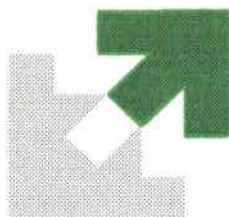
<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



LABORATOIRE DE **P**HYSIQUE ET **M**ECANIQUE DES **M**ATERIAUX

THESE

Présentée à



L'UNIVERSITE DE METZ
PAR

Alexis RUSINEK

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE METZ

Spécialité : Sciences de l'ingénieur
Option : Mécanique des matériaux

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	2000 0865
Cote	S/M3 00/8
Loc	Magasin

**MODELISATION THERMOVISCOPLASTIQUE D'UNE NUANCE DE
TOLE D'ACIER AUX GRANDES VITESSES DE DEFORMATION.
ETUDE EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE
DU CISAILLEMENT, DE LA TRACTION ET DE LA PERFORATION.**

Soutenue le 28 janvier 2000 devant le jury composé de :

M. Ferron	Professeur à l'Université de Metz	Examineur
M. Geoffroy	Ingénieur de recherche SOLLAC	Examineur
M. Klepaczko	Directeur de recherche CNRS, Université de Metz	Directeur de thèse
M. Moussy	Ingénieur de recherche RENAULT	Examineur
M. Nowacki	Professeur et directeur de l'IPPT de Varsovie	Rapporteur
M. Ronde-Oustau	Professeur à l'Ecole des Mines d'Albi	Rapporteur

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 304934 1

REMERCIEMENTS

C'est au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux de l'Université de Metz, que le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé.

Je voudrais témoigner ma profonde gratitude au Professeur Janusz Roman Klepaczko, directeur de recherche au CNRS, pour m'avoir accueilli dans son équipe et d'avoir montré à mon égard une totale confiance et une très grande disponibilité, le tout s'est soldé par une soutenance de thèse en en temps record, soit deux ans et trois mois. Je le remercie également pour sa bonne humeur, son humour et sa gentillesse. Grâce à sa renommée, j'ai pu intégrer des groupes de travaux et rencontrer de nombreuses personnalités Scientifiques.

Je tiens également à remercier Monsieur G. Ferron, Professeur de l'Université de Metz, pour l'intérêt qu'il a voulu accorder à mon travail aux cours de ces années et de m'avoir fait l'honneur de présider ce jury.

J'adresse également mes remerciements aux Professeurs W. Nowacki (IPPT de Varsovie) et F. Rondeoustau (Ecole des Mines d'Albi), pour avoir accepté la charge de rapporteur. Leurs présences fût pour moi un très grand honneur.

Mes remerciements vont également à Messieurs J.L. Geoffroy (Sollac) et F. Moussy (Renault), pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse et d'avoir montré envers ce travail un intérêt industriel majeur.

Sur un plan plus personnel, je remercie tous mes amis du laboratoire pour leur soutien, leur bonne humeur et leur gentillesse. Je tiens à remercier plus particulièrement Jean Marc Cadou, Marion Martiny, Sébastien Mercier, Luciano Moreira et Michel Segreti de m'avoir supporté tous les jours durant ces années de thèse. Je reconnais que cette tâche fût très difficile mais ils ont montré à mon égard une très grande sympathie. Un grand merci à Mme Arnaud pour la correction de ce manuscrit.

Enfin, je tiens à remercier ma famille et plus particulièrement mes parents sans qui rien n'aurait été possible et à leur exprimer ma profonde reconnaissance pour leur soutien permanent. Je leur dédie entièrement ce travail.

TABLE DES MATIERES

Introduction	1
--------------------	---

Chapitre I : Techniques expérimentales pour la caractérisation thermoviscoplastique

I - Introduction aux techniques expérimentales	5
II – Définition de la géométrie de l'éprouvette de double cisaillement	7
III – Double cisaillement	11
III-1 Essai Quasi-statique	11
III-1-1 Présentation du dispositif expérimental	11
III-1-2 Analyse des signaux Quasi-statique	13
III-1-3 Inconvénients des dispositifs Quasi-statique	14
III-2 Essai dynamique	16
III-2-1 Description du dispositif des barres de Hopkinson	16
III-2-2 Double cisaillement par impact direct	18
III-2-3 Description du dispositif électronique de mesures en chargement dynamique	19
III-2-4 Analyse des signaux, théorie des ondes élastiques	21
IV – Caractérisation du comportement en traction dynamique	23
V – Analyse numérique de l'éprouvette de double cisaillement	26
VI – Interprétation des résultats expérimentaux de double cisaillement	35
VI-1 Caractéristiques chimiques et métallurgiques de l'acier ES	35
VI-2 Sensibilité à la vitesse de déformation	36
VI-2-1 Evolution de la sensibilité à la vitesse de déformation	40
VI-2-2 Evolution de la vitesse de déformation lors des essais de double cisaillement	42
VI-3 Sensibilité à la température	44
VII – Conclusions	48

Chapitre II : Modélisation thermoviscoplastique

I – Introduction	49
II- Mécanisme de déformation plastique	49
II-1 Synthèse des lois thermoviscoplastique	50
II-1-1 Loi de type phénoménologique	51
II-1-2 Loi de type physique	53
II-1-2-1 Evolution de la variable interne et de la microstructure	54
III – Formalisme de Klepaczko	55
IV – Proposition d'une loi de comportement thermoviscoplastique	56
IV-1 Définition des constantes et comparaison	58

IV-2 Définition compacte de la loi de comportement	67
IV-3 Définition des paramètres de traction et comparaison	67
V – Conclusions	71

Chapitre III : Analyse de la vitesse d'impact critique en traction dynamique

I – Introduction	72
II – Etude des instabilité en traction simple et biaxiale	72
II-1 Critère de Hart généralisé	72
II-2 Critère biaxial, courbes limites de formage	75
II-2-1 Critère se Swift	75
II-2-2 Critère de Hill	77
II-2-3 Approche de Marciniak-Kuczynski (MK)	79
II-2-4 Approche de Ferron	81
II-2-5 Approche de Dudzinski et Molinari	82
III – Définition de la vitesse d'impact critique	86
III-1 Analyse isotherme	89
III-2 Analyse adiabatique	90
IV – Recherche de la VIC per simulation numérique de la traction dynamique	92
V – Définition d'un critère de rupture locale basé sur la VIC	99
VI – Conclusions	104

Chapitre IV : Etude expérimentale et analyse des résultats d'emboutissage et de perforation

I – Introduction	106
II – Définition des dispositifs expérimentaux classiques	106
II-1 Essai Quasi-statique.....	106
II-1-1 Dispositif expérimental de poinçonnement hémisphérique (LPMM)	108
II-2 Essais d'emboutissage rapide et de perforation	111
II-2-1 Dispositif expérimental de perforation (LPMM)	113
II-2-2 Dispositif de mesures I	114
II-2-3 Dispositif de mesures II	116
III – Analyse des résultats expérimentaux	119
III-1 Essais Quasi-statique	119
III-2 Essais dynamiques, essais de perforation	125
IV – Définition expérimentale de la limite balistique	133
V – Définition de la déflexion de la tôle	135
V-1 Formulation analytique	135
V-2 Définition du déplacement par mesure direct	138
VI – Conclusions	140

Chapitre V : Simulation numérique de l'emboutissage et de la perforation

I – Introduction142

II – Définition du coefficient de frottement par une analyse semi-analytique142

 II-1 Validation de l'intensité du coefficient de frottement146

III – Etude numérique du dispositif expérimental de perforation148

 III-1 Modélisation numérique et maillage retenu148

 III-2 Effet de la position du point de mesure sur la force151

IV – Etude numérique de la perforation156

 IV-1 Instabilités thermoviscoplastiques en perforation
.....156

 IV-2 Définition numérique de la limite balistique163

V – Conclusions164

Conclusions et perspectives165

Références bibliographiques168

Annexe I177

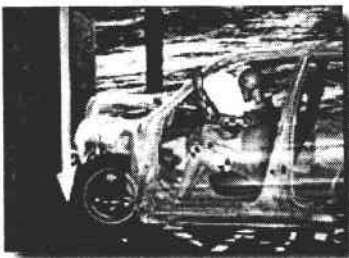
Annexe II180

PRESENTATION DU SUJET

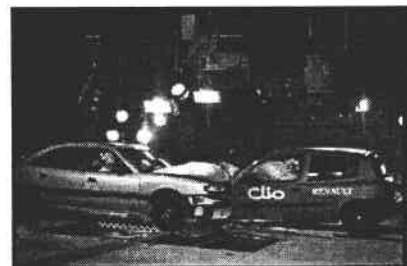
INTRODUCTION

Le comportement des tôles d'acier dans le domaine des *grandes déformations* aux *grandes vitesses de déformation* joue un rôle primordial, notamment pour le dimensionnement d'organes de sécurité civiles, militaires (confinement des déchets radioactifs) et dans le domaine de l'automobile (carrosserie). Pour caractériser un matériau, des essais simples telle que la *traction* sont réalisés. Cependant, ce dernier ne permet pas d'atteindre de forts taux de déformation $\epsilon^{\max} \leq 0.2$. Cette faible intensité résulte du développement d'une *instabilité géométrique* appelée "striction" conduisant à une rupture prématurée du matériau. Pour pallier cela et atteindre le domaine des grandes déformations $\Gamma^{\max} \geq 1$, il est possible de réaliser des essais complémentaires de *cisaillement* ou de torsion. Le couplage de ces essais avec des moyens expérimentaux dynamiques basés principalement sur la technique des *barres de Hopkinson*, permet d'atteindre les deux domaines extrêmes cités précédemment, à savoir les grandes déformations et les grandes vitesses de déformation. Une analyse détaillée des résultats expérimentaux permet d'avoir une meilleure compréhension des mécanismes de déformation en sollicitation dynamique pour divers trajets de déformation.

A partir de ces analyses expérimentales, il est possible de définir des *modèles thermoviscoplastiques*. Deux *approches* peuvent être retenues: La première est de type *physique* : les équations régissant le comportement tiennent compte de l'évolution de variables internes traduisant l'évolution de la microstructure au cours de la déformation; la seconde approche est de type *phénoménologique* : les observations expérimentales sont définies à partir d'une loi empirique sans fondement physique. Cette dernière approche permet d'aboutir à des modèles relativement simples. De nombreux utilisateurs telle que l'industrie automobile sont très attirés par ces formulations phénoménologiques car elles peuvent être aisément intégrées dans un *code d'éléments finis*. Ainsi, il est possible de simuler une multitude d'opérations complexes tels que les crashes automobiles Fig. a et de dimensionner certains organes de sécurité en réduisant le nombre d'essais réels Fig. b.



a - Simulation numérique d'un crash automobile



b - Réalisation d'un crash automobile réel

L'un des avantages des *simulations numériques* est la possibilité d'atteindre un grand nombre de mesures locales difficilement accessibles au cours des expériences. Aux grandes vitesses de déformation, ces données permettent d'élucider un grand nombre de problèmes liés aux instabilités présentes résultant d'une forte localisation de la déformation et des forts gradients de *température* et de *vitesse de déformation*. En effet, pour les vitesses extrêmes, on observe couramment une rupture brutale du matériau au niveau du point d'impact, résultant d'un blocage des déformations plastiques dû à une célérité nulle des *ondes plastiques*. Ce phénomène découle de l'élévation de température locale induisant un fort adoucissement du matériau.

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés particulièrement aux trois aspects cités précédemment ; à savoir, à l'étude expérimentale du comportement d'une nuance de *tôles d'acier* nommé ES (Emboutissage Supérieur) pour des vitesses de déformation comprises entre $10^{-4} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$, à sa modélisation thermoviscoplastique et enfin à une étude numérique permettant de prédire le comportement des tôles en *perforation*. Ces prédictions numériques sont comparées à des essais expérimentaux permettant de valider la modélisation proposée. Ce mémoire s'articule de la façon suivante :

La première partie de cette thèse est consacrée à la définition des dispositifs expérimentaux développés au cours de cette étude pour la caractérisation thermoviscoplastique de l'acier ES, pour un large domaine de vitesses de déformation. Les dispositifs mis en œuvre pour le double cisaillement par impact direct et la traction dynamique sont basés sur la technique des barres de Hopkinson. Les résultats d'une analyse numérique pour l'étalonnage d'une nouvelle géométrie d'éprouvette de double cisaillement utilisée durant les essais sont présentés. L'objectif principal de cette étude est de corriger les perturbations géométriques intrinsèques à la définition de l'éprouvette de double cisaillement, de manière à obtenir des résultats en cisaillement quasi-homogène. L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour différentes vitesses de déformation et températures sont analysés. Ces résultats constitueront une base de données expérimentales exploitables pour une caractérisation analytique du comportement thermoviscoplastique de l'acier ES. Cela permet notamment, de définir l'effet de la vitesse de déformation et de la température sur le comportement du matériau.

Dans la seconde partie, une nouvelle loi de comportement induisant les effets d'écrouissage, de sensibilité à la vitesse de déformation et d'adoucissement thermique pour une large plage de vitesses de déformation est proposée et validée. Cette loi de type phénoménologique repose sur le formalisme de Klepaczko, basé sur la théorie des dislocations et sur certaines caractéristiques propres aux aciers à structure cubique centré (CC). En complément de la formulation originale, une procédure d'identification des constantes (8) est proposée. L'algorithme couplé à certaines hypothèses physiques permet de réduire le nombre de constantes. Pour finir ce chapitre, une confrontation des résultats analytiques et expérimentaux est faite pour différentes vitesses de déformation et températures.

Le troisième chapitre est consacré à la définition de la vitesse d'impact critique (VIC) en traction dynamique. Trois approches sont faites pour définir la VIC. La première consiste à étudier le processus de traction dynamique en condition isotherme. Cette approche simplifiée permet d'obtenir une expression analytique du problème. Cependant, elle est soumise à de nombreuses hypothèses simplificatrices. La seconde approche tient compte du couplage thermomécanique en supposant le processus adiabatique du fait d'un chargement à grande vitesse de déformation. Cette approche, physiquement fondée, nécessite le recours à une résolution de type numérique. L'avantage de cette seconde approche est d'être plus réaliste, notamment par la prise en compte de l'évolution de la température lors du processus de déformation plastique. Cette évolution de la température est responsable de l'adoucissement thermique de la contrainte d'écoulement. La dernière approche consiste à utiliser la loi de comportement précédemment décrite pour simuler la traction dynamique à l'aide du code d'éléments finis (ABAQUS Explicit). L'avantage des éléments finis est de pouvoir simuler le phénomène dans son ensemble en tenant compte des conditions réelles de l'expérience. Au travers de cette dernière approche, une étude du comportement local en traction a pu être réalisée au niveau de la striction. Un critère de rupture basé sur la VIC est alors proposé.

Le quatrième chapitre concerne l'étude expérimentale du comportement de l'acier ES en chargement équi-biaxial. Pour cette analyse, des chargements en emboutissage et en perforation par un poinçon hémisphérique ont été réalisés. Ces essais permettent d'étudier, d'une part, l'effet de la vitesse de chargement sur la réponse de la tôle et, d'autre part, l'influence du frottement à l'interface poinçon-éprouvette. La définition expérimentale de la limite balistique a également été entreprise. Dans cette partie, un nouveau dispositif de mesure

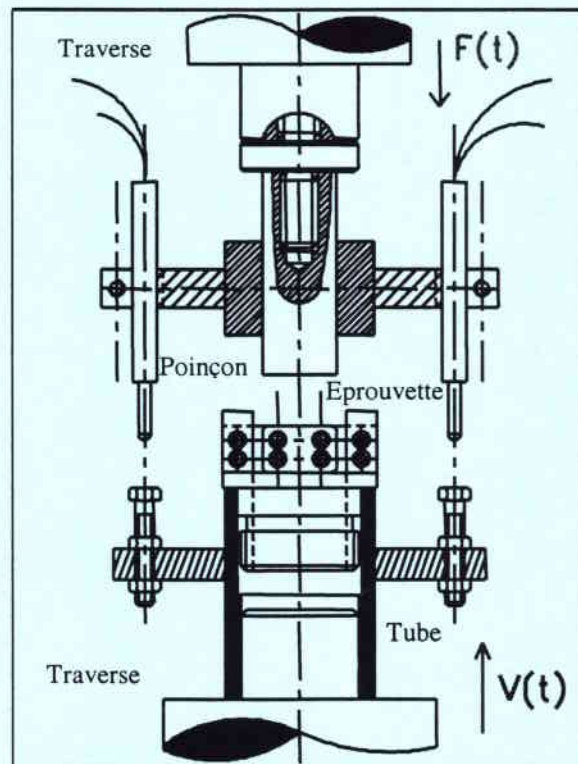
est présenté, dont le rôle essentiel est de définir la déflexion de la tôle au cours du processus de perforation. En parallèle, une formulation analytique est décrite pour prédire la déflexion de la tôle au cours du temps. Des analyses post-mortem des échantillons ont permis de valider cette formulation.

Finalement, dans le *dernier chapitre*, une étude numérique complète du dispositif de perforation est réalisée de manière à valider les résultats expérimentaux obtenus à partir du dispositif expérimental basé sur la technique du *tube de Hopkinson par impact direct*. Une attention toute particulière a été portée au phénomène de propagation des ondes en perforation. Il est montré l'effet de la position des instruments de mesure sur les résultats acquis. Ceci permet d'expliquer les divergences fréquemment relevées dans la littérature pour une même expérience. La définition de la VIC en perforation a été obtenue à travers une analyse des phénomènes d'instabilités thermoviscoplastiques. L'influence du coefficient de frottement sur le processus d'instabilité est quantifiée. Enfin, pour clore cette thèse, la recherche de la limite balistique à travers ces simulations numériques conforte les résultats expérimentaux énoncés dans la partie précédente.



CHAPITRE I

ETUDE EXPERIMENTALE DU COMPORTEMENT THERMOVISCOPLASTIQUE DE L'ACIER ES



I - INTRODUCTION AUX TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Les procédés utilisés pour la production de pièces métalliques ou pour la fabrication de tôles sont continuellement améliorés. L'un des buts essentiel est de réduire les temps de fabrication. A titre d'exemple, on peut citer les tentatives d'augmentation de la vitesse de l'outil de coupe en usinage, du poinçon en emboutissage, pour augmenter la cadence et améliorer ainsi la rentabilité du procédé. Cependant les procédés à grande vitesse augmentent les vitesses de sollicitation induisant de fortes vitesses locales de déformation, Tab. 1-1. Mis à part les processus industriels, il est courant de solliciter dynamiquement certains matériaux notamment pour la sécurité civile, les applications militaires ou lors de crashes automobiles (amélioration de la tenue des voitures). Pour toutes ces applications, il est essentiel d'analyser expérimentalement le comportement des nouveaux et anciens matériaux, de manière à connaître leurs caractéristiques mécaniques en chargement dynamique.

Type d'essais	Vitesse de déformation(s ⁻¹)
Poinçonnement	10 ⁻⁴ ≤ $\dot{\epsilon}$ ≤ 10 ⁴
Forgeage	10 ⁻¹ ≤ $\dot{\epsilon}$ ≤ 5*10 ²
Choc de structures	10 ⁻¹ ≤ $\dot{\epsilon}$ ≤ 10 ³
Emboutissage profond	1 ≤ $\dot{\epsilon}$ ≤ 10 ²
Filage et laminage	1 ≤ $\dot{\epsilon}$ ≤ 10 ³
Torsion dynamique	10 ² ≤ $\dot{\epsilon}$ ≤ 5*10 ³
Explosions d'enveloppes	10 ³ ≤ $\dot{\epsilon}$ ≤ 10 ⁵
Impact de projectiles	5 * 10 ³ ≤ $\dot{\epsilon}$ ≤ 10 ⁶

Tab. 1-1 : Domaine des vitesses de déformation en fonction du procédé expérimental mis en œuvre [1]

Une caractérisation quasi-statique n'est plus suffisante. En effet, en chargement dynamique, de nombreux effets totalement absents en mode quasi-statique apparaissent, parmi lesquels les apparitions des effets d'inertie et d'une transition isotherme-adiabatique, Fig. 1-1. La température a pour effet d'induire une baisse de la contrainte d'écoulement conduisant à l'initiation d'une instabilité. Au contraire, les effets d'inertie ont tendance à retarder le processus de localisation et d'instabilité [2]. Il convient de prendre en compte l'effet de la vitesse de déformation et de la température. Ce couplage thermo-mécanique est obligatoire dès que les grandes vitesses de déformation sont envisagées, $\dot{\epsilon} \geq 10 \text{ s}^{-1}$.

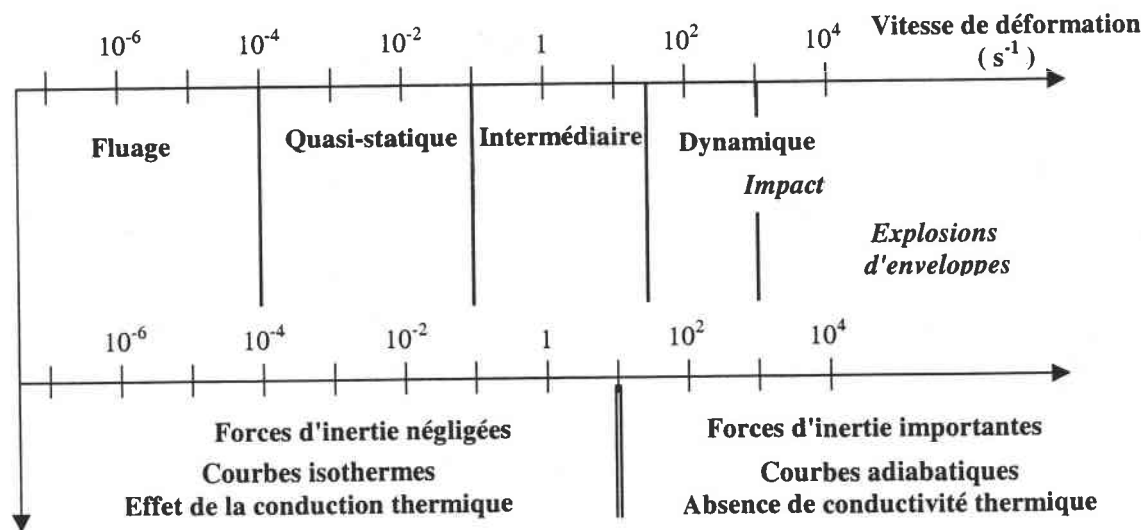


Fig. 1-1 : Effets physiques rencontrés en fonction de la vitesse de déformation

Les essais couramment utilisés pour la caractérisation dynamique des matériaux sont de type uniaxial.. Ils sont présentés dans le tableau ci-dessous.

Type d'essai	Dispositif
Traction	Barre de traction direct [3]
Compression	Barre de Kolsky-Hopkinson [4]
Torsion	Barre de Campbell-Duffy [5]
Cisaillement	Tube et barre de Hopkinson [6]

Tab. 1-2 : Méthodes expérimentales pour l'étude du comportement en sollicitation dynamiques

A noter que pour la torsion et le cisaillement, les dispositifs utilisés permettent d'obtenir de grandes déformations, $\Gamma > 1$. Le désavantage de la torsion en comparaison du cisaillement est qu'il ne peut pas être appliqué aux tôles d'acier. De plus, pour tous les dispositifs nommés ci dessus, l'état de contrainte et de déformation est homogène au sein du matériau au cours de l'essai. Afin de définir le comportement thermoviscoplastique pour une large gamme de vitesses de déformation $10^{-4}s^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^4s^{-1}$ et dans le domaine des grandes déformations, $\Gamma \geq 1$, a été retenu l'essai de double cisaillement, puisqu'il est l'un des seuls permettant d'atteindre de tels taux de déformation, en raison de l'absence d'instabilité géométrique (notamment la striction rencontrée en traction). Dans la suite de ce chapitre, nous développerons cependant deux techniques expérimentales mises en place pour l'étude du comportement de notre matériau, le double cisaillement et la traction. Dans notre étude, les essais de traction permettront de valider les résultats expérimentaux de double cisaillement. Toutes ces techniques dynamiques développées lors de cette étude, reposent sur le principe de la propagation des ondes élastiques et des barres d'Hopkinson et sur l'hypothèse de propagation non dispersive des ondes élastiques. C'est en 1914, Fig. 1-2, que B. Hopkinson [7] fût le premier à mesurer l'histoire de la pression engendrée par l'impact d'une balle ou lors de la détonation d'un explosif dans une éprouvette. De ces expériences, il a déduit que la longueur de l'onde incidente λ était égale à deux fois la longueur de la pièce détachée l_0 après impact, $\lambda=2 \cdot l_0$. La valeur de la pression maximale fut déterminer par l'utilisation de deux pendules balistiques, Fig. 1-2.

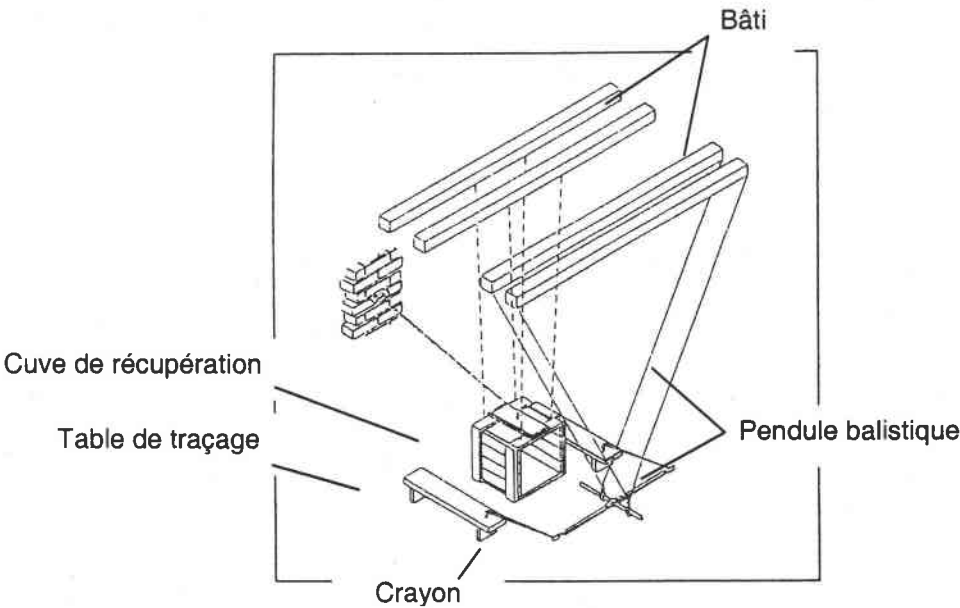


Fig. 1-2 : Dispositif original développé bar B. Hopkinson en 1914

En 1949 Kolsky [8] développe un dispositif expérimental constitué de deux barres entre lesquelles un échantillon est inséré. Le chargement de l'échantillon se fait par le biais d'un explosif. Lors de l'explosion, une onde élastique de compression est générée dans la barre incidente avec une célérité

d'onde C_0 . Arrivée à l'interface éprouvette-barre, une partie de cette onde est réfléchiée en onde de compression et l'autre partie est transférée dans la barre de transmission. Kolsky démontre ensuite que l'état des contraintes et des déformations au sein de l'éprouvette peut être relié aux déformations dans les barres causées par le passage des ondes citées précédemment.

Par la suite, Lindholm en 1964 [9] a repris les travaux de Davies [10] et Kolsky [11] en instrumentant ces dispositifs avec des jauges extensométriques de résistance permettant une mesure des déformations élastiques créée dans les barres. Grâce à ces mesures, il put définir l'intensité des contraintes et déformations imposées au matériau testé. Comme nous l'avons vu précédemment l'essai de cisaillement est l'un des seuls à pouvoir être utilisé pour caractériser le comportement des tôles en grande déformation. Cependant l'éprouvette doit répondre à certains critères.

II - DEFINITION DE LA GEOMETRIE DE L'EPROUVETTE DU DOUBLE CISAILLEMENT

Dans le but de définir un cisaillement le plus homogène, il est essentiel d'étudier l'influence de certain facteur géométrique, notamment la largeur de la section cisailée. En effet, la définition optimale de la géométrie de l'échantillon est un facteur essentiel pour obtenir une description pertinente du comportement du matériau. De nombreux chercheurs ont conçu des éprouvettes spécifiques pour l'étude du comportement en cisaillement [6-12-13-14], Fig. 1-3 (a-b-c-d). Les premiers furent Campbell et Ferguson en 1969, [12]. Seules les formes pouvant être transposées aux tôles d'acier sont présentées ci-dessous :

A	Campbell & Ferguson (1969) [12] Eprouvette "DS" <i>! Petite déformation</i> $\dot{\epsilon} \quad 10^{-3} \leq \dot{\epsilon} \leq 4 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$
B	Miyauchi (1984) [13] Eprouvette "H" <i>Définie pour l'étude du comportement de tôles d'acier</i> $\dot{\epsilon} \quad \text{Quasi-statique}$
C	Klepaczko (1993) [6] Eprouvette modifiée "MDS" $\dot{\epsilon} \quad 10^{-4} \leq \dot{\epsilon} \leq 5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$

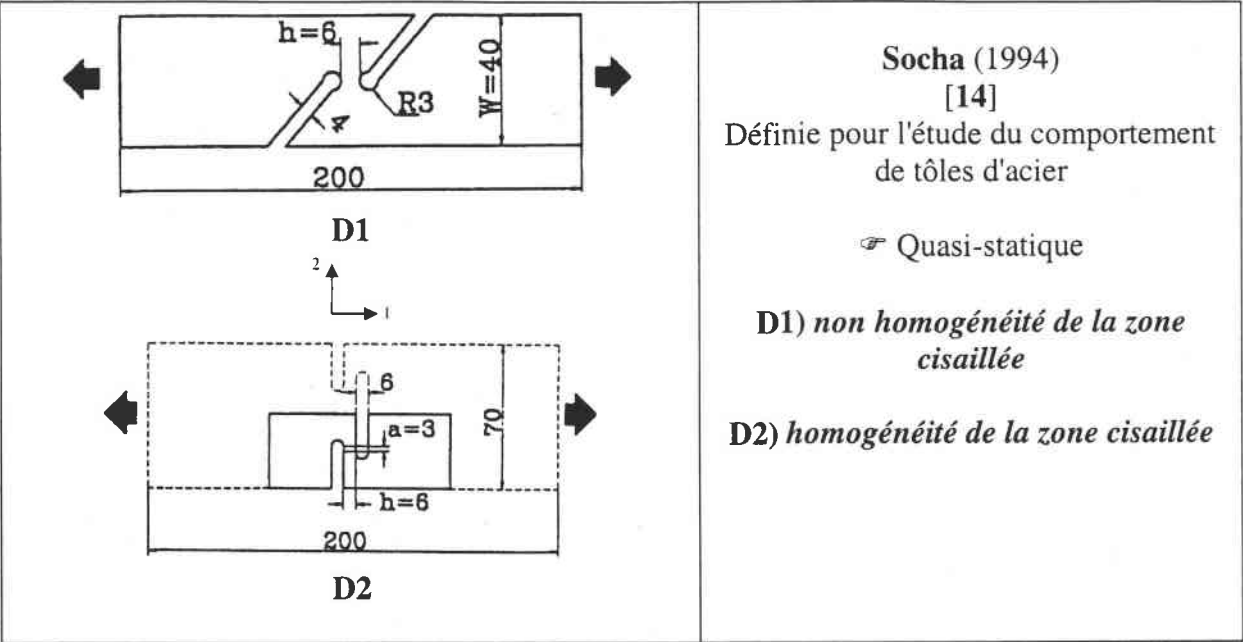


Fig. 1-3 (A-B-C-D1 et D2) : Eprouvettes spécifiques pour l'étude du comportement des matériaux en cisaillement

Toutes les définitions d'éprouvette ont été couplées à une analyse numérique, de façon à valider l'homogénéité des déformations et des contraintes de cisaillement. L'inconvénient principal de l'éprouvette DS réside dans la présence d'une faible largeur d'entaille h . Ceci a pour effet d'induire un concentrateur de contrainte en fond d'entaille et de perturber fortement la zone de cisaillement. De plus, Ruiz et al [15], ont analysé numériquement la distribution des composantes de cisaillement pour l'éprouvette DS. Ils ont ainsi observé qu'aux grandes déformations, les déformations plastiques ne sont pas confinées dans la zone cisailée mais apparaissent également à l'interface éprouvette-support, en raison d'une forte rotation des supports. Ainsi, le mode de déformation s'éloigne du cisaillement pur. De cette analyse numérique, deux coefficients d'étalonnage géométrique K_Γ et K_τ ont pu être définis. Les corrections apportées sont les suivantes :

$$\tau_{cor} = K_\tau \tau$$

(1-1)

$$\Gamma_{cor} = K_\Gamma \Gamma$$

(1-2)

Les résultats après correction présentent l'allure suivante, Fig. 1-4 avec une augmentation de la contrainte et une diminution de la déformation.

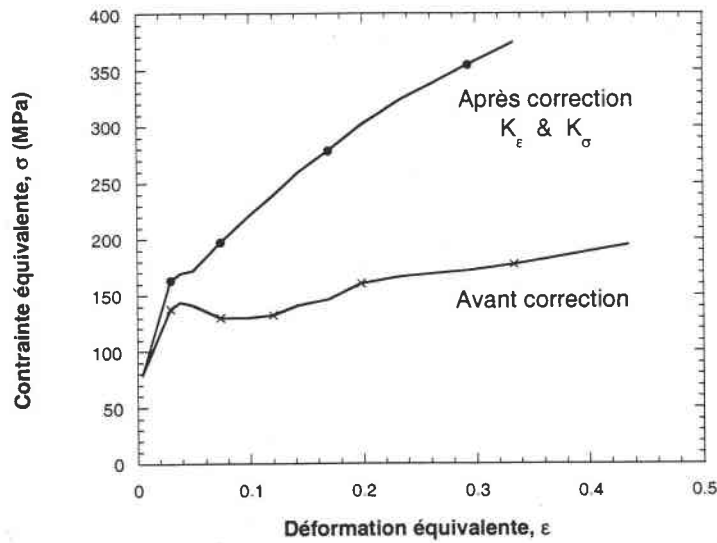


Fig. 1-4 : Résultats expérimentaux de double cisaillement avec et sans correction définies pour l'éprouvette DS

Par la suite, Klepaczko [6] a modifié cette géométrie en augmentant la largeur de l'entaille, tout en insérant un rayon en fond d'entaille, $0.1 \leq r \leq 0.2$ mm, Fig. 1-3-c. Ceci permet de réduire la singularité géométrique responsable du développement d'un fort gradient de contrainte dans la zone cisailée et éliminer la rotation des appuis. Une analyse numérique pour ce type d'éprouvette [6] a permis de démontrer la pertinence de ces modifications. Le champ des déformations est plus uniforme dans la région cisailée en comparaison de la forme définie originellement par Campbell et Ferguson [12]. Un coefficient de calibration géométrique ξ intrinsèque à l'éprouvette a également été défini. Celui-ci permet de corriger le niveau des contraintes perturbées dû à la concentration des contraintes. Ainsi, après correction, la contrainte s'écrit :

$$\tau_{cor} = \xi \tau \tag{1-3}$$

La géométrie a également été optimisée par Klosak [16]. Il a en outre vérifié l'effet de toutes déviations (perturbations géométriques de l'éprouvette, non axialité du dispositif projectile-éprouvette) sur les résultats mesurés. Ainsi, l'éprouvette MDS a été totalement définie et analysée pour aboutir à un cisaillement homogène.

La géométrie définie par Miyauchi a été analysée numériquement par Socha [14]. Dans cette étude, il démontre un état de contrainte complexe, non homogène résultant de la combinaison des effets de cisaillement et de rotation. Suite à ce travail, Socha a défini trois types d'éprouvettes dont deux sont représentés sur la Fig. 1-3-d. L'éprouvette D_2 , Fig. 1-3, correspond à la forme d'éprouvette la plus optimale qui réduit les effets de rotation et offre une zone uniforme de la contrainte τ et de la déformation Γ . Malgré cela, il est très difficile de faire coïncider l'axe de traction avec l'axe de cisaillement en raison de la rotation de la zone cisailée [13], Fig. 1-5. Pour ces raisons, il est impossible de mesurer précisément l'état de contrainte actuel et de garder le même mode de déformation tout au long de l'essai. Ces effets s'intensifient si l'épaisseur de l'échantillon est réduite. Récemment, Nowacki [17] a proposé une géométrie pour l'étude du comportement des tôles d'acier en cisaillement Fig. 1-5. Cependant, celle-ci ne peut être utilisée efficacement qu'en chargement quasi-statique en raison de sa longueur cisailée égale à 20 mm. Cette dimension ne permet pas d'assurer un état de contrainte et de déformation uniforme en chargement dynamique. En effet, plus l'éprouvette est courte et plus le temps de transit des ondes pour parcourir l'échantillon de part et d'autre est minime devant la longueur de l'onde de chargement. Ainsi, de nombreuses réflexions

internes ont lieu au sein de l'échantillon pendant le passage de l'onde incidente créant un état de contrainte et de déformation uniforme.

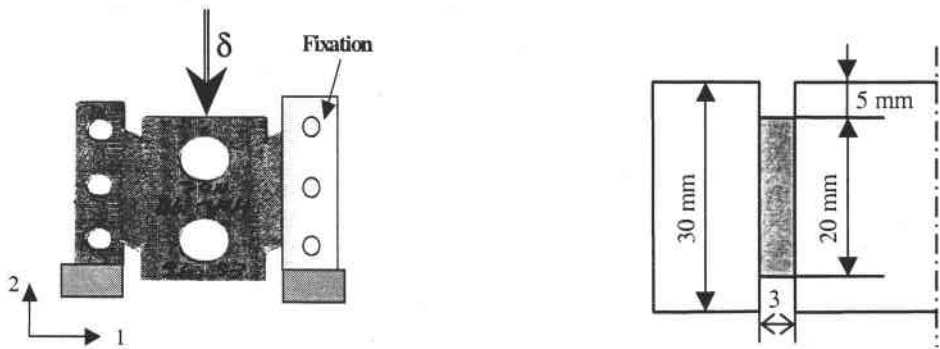


Fig. 1-5 : Définition de la géométrie définie par Nowacki pour l'étude du comportement des tôles en cisaillement [17]

Ce récapitulatif démontre clairement le nombre de perturbations que peuvent induire une mauvaise géométrie d'éprouvette. Dans notre cas, nous nous sommes basés sur les travaux de Klepaczko [6] et Campbell et al. [12]. La géométrie définie pour notre étude est la suivante :

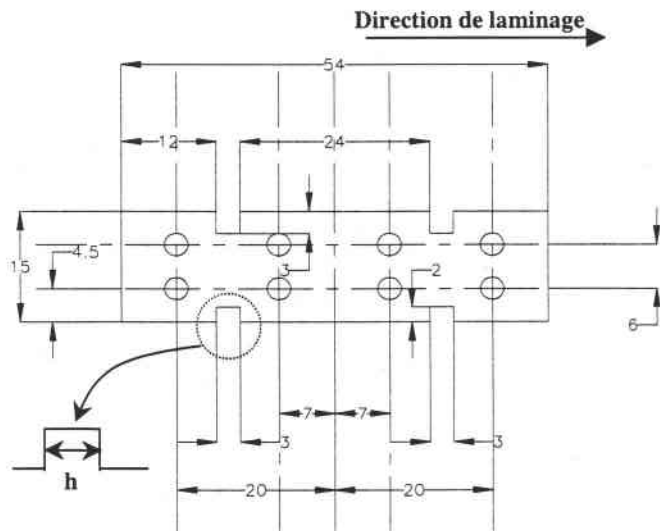


Fig. 1-6 : Nouvelle géométrie définie pour le comportement des tôles en double cisaillement [18]

Les caractéristiques importantes sont la longueur de la zone cisailée qui est égale à 10 mm. Ceci permet d'obtenir rapidement un état de contrainte et de déformation uniforme en comparaison . L'échantillon est constitué de 4 entailles symétriques deux à deux de largeur $h=3\text{ mm}$. L'augmentation de la largeur de l'entaille permet essentiellement de réduire la concentration des contraintes et d'élargir la zone de cisaillement, de manière a obtenir une plus grande homogénéité. La largeur de l'entaille est une mesure très importante puisqu'elle définit la vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}^{nom}$ qui peut être atteinte lors des essais Eq. 1-4.

$$\dot{\Gamma}_n = \frac{V_0}{h}$$

(1-4)

Où V_0 est la vitesse du poinçon lors du chargement.

La figure suivante, fait apparaître le logarithme de la vitesse de déformation en fonction de la largeur de l'entaille h et de la vitesse d'impact V_0 . Une augmentation de la largeur h induit une augmentation de la vitesse d'impact pour une même vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$. La vitesse d'impact

maximale de notre dispositif est de $V_0^{\max} = 200 \text{ m/s}$. Ce qui donne une vitesse de déformation maximale théorique de $\dot{\Gamma}^{\max} \approx 6 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$.

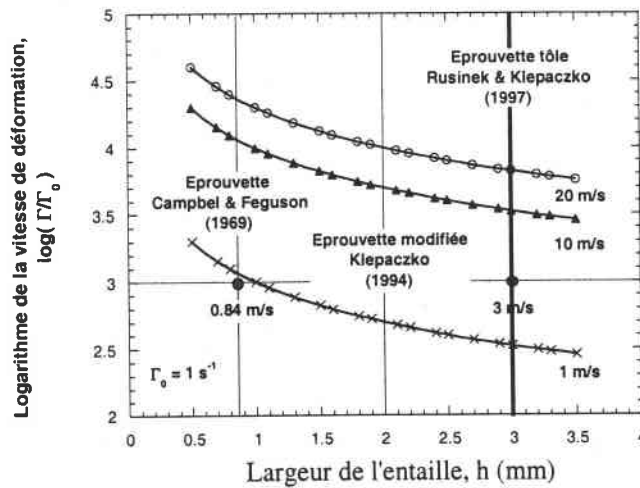


Fig. 1-7 : Effet de la largeur d'entaille sur le logarithme de la vitesse de déformation

Cette géométrie optimisée intuitivement sur la base de travaux antérieurs a été validée numériquement. Les problèmes rencontrés sont présentés par la suite, §. 5 p. 26. Ainsi que les corrections qu'il fût nécessaire d'apporter à cette nouvelle géométrie définie pour caractériser le comportement des tôles pour un large domaine de vitesses de déformation.

III - DOUBLE CISAILLEMENT

III-1 Essai quasi-statique

III-1-1 Présentation du dispositif

Bien que le travail essentiel soit de définir le comportement de l'acier ES en sollicitation dynamique, des essais de double cisaillement en sollicitation quasi-statique ont été réalisés sur une machine à asservissement hydraulique de type Zwick-REL. Il est possible de couvrir par ce dispositif, une plage de vitesses de déformation allant de $10^{-4} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^2 \text{ s}^{-1}$. La partie mécanique est constituée de deux vérins hydrauliques ayant respectivement un mouvement linéaire et rotatif. Le vérin linéaire permet la réalisation d'essais de traction ou de compression avec une force maximale de $F^{\max} = 100 \text{ kN}$ et un déplacement maximal de $\delta^{\max} = 300 \text{ mm}$. Pour la réalisation des essais, un dispositif original a été défini, Fig. 1-9. La partie principale constituant ce montage mécanique est le porte éprouvette, Fig. 1-8. Celui-ci se fixe directement sur le vérin mobile par l'intermédiaire d'un tube. Ce bouchon assure un parfait encastrement des éprouvettes grâce aux deux cales de fixations éliminant ainsi les rotations au niveau des faces d'appuis. L'ensemble des pièces mécaniques constituant ce montage a subi une trempe de façon à éviter la déformation plastique du montage.

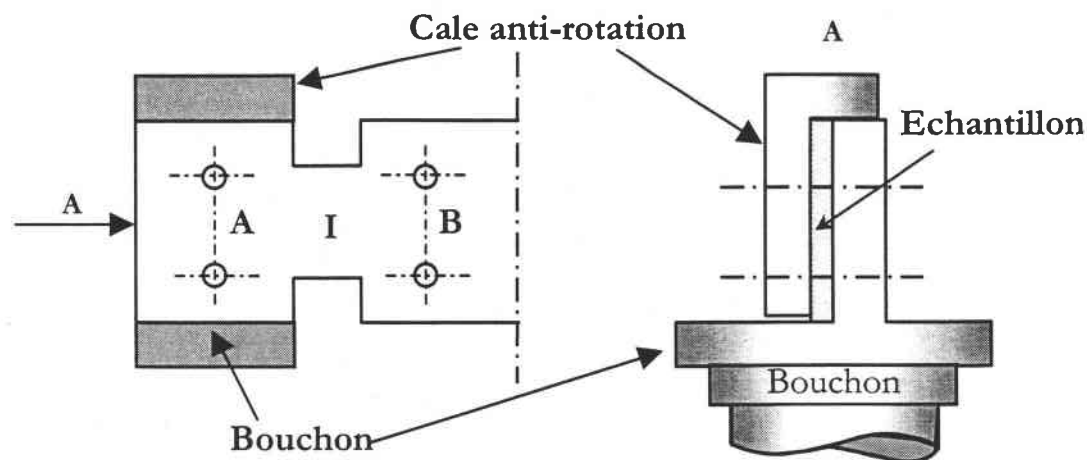


Fig. 1-8 : Système mécanique de fixation des éprouvettes pour éliminer les rotations aux appuis

Le second bloc quand à lui, est constitué d'appareils électroniques permettant la mesure de la force $F(t)$, du déplacement $\delta(t)$. Bien que cet ensemble permet toutes les mesures nécessaires à la connaissance du comportement du matériau $\tau=f(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)$ un système de mesure a été développé. Celui-ci est monté parallèlement à la chaîne de mesures interne. Il est constitué de deux capteurs de déplacement de type LVDT (Linear Variable Differential Transducer) montés symétriquement par rapport au poinçon et permet d'obtenir une double mesure du déplacement, $\delta_1(t)$ et $\delta_2(t)$. Le type des signaux $\delta_1(t)$, $\delta_2(t)$ et $F(t)$ sont représentés sur la figure 1-10 .

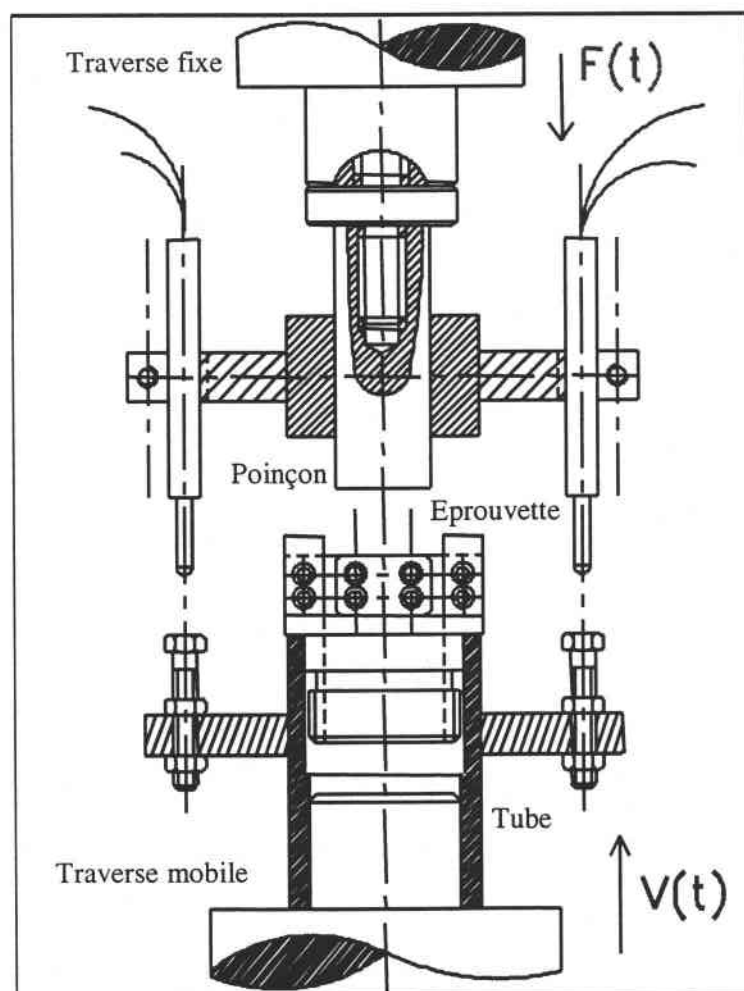


Fig. 1-9 : Nouveau dispositif quasi-statique utilisé pour la caractérisation des tôles en double cisaillement [18]

La double mesure du déplacement permet de minimiser l'erreur sur le déplacement causé par un éventuel glissement de l'échantillon. Une bonne précision sur le déplacement est nécessaire car il donne un accès direct à la mesure du cisaillement Γ . L'ensemble de ces mesures est recueilli par le biais d'un oscilloscope numérique et transféré vers un PC grâce à une interface de communication IEEE (Hewlett Packard).

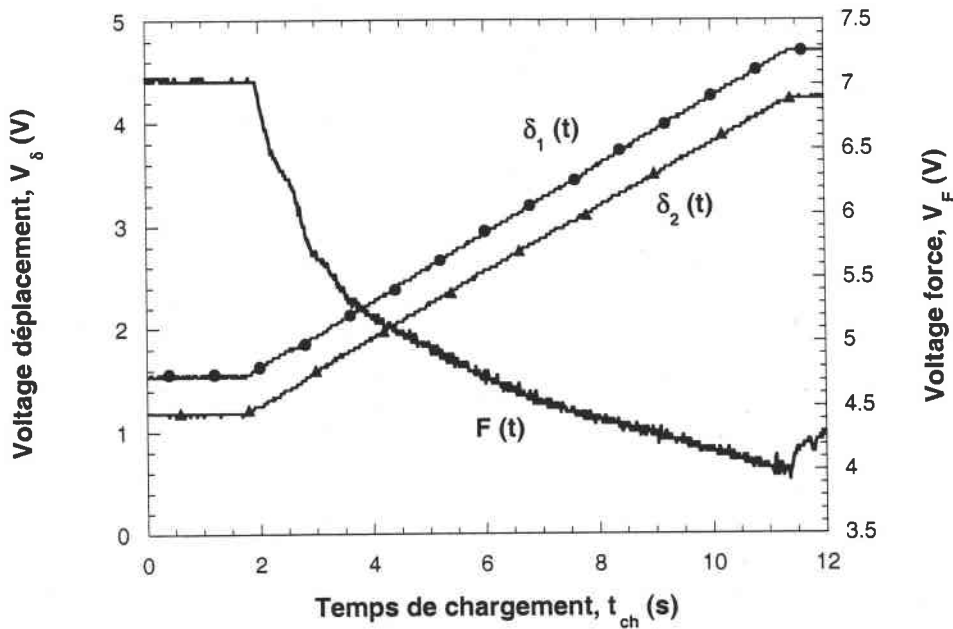


Fig. 1-10 : Signaux quasi-statique recueillis lors d'un essai de double cisaillement

III-1-2 Analyse des essais quasi-statique

Comme nous l'avons cité précédemment, le déplacement de la partie centrale de l'échantillon s'obtient en moyennant les deux mesures faites à partir des deux LVDT, ainsi

$$U_{ech}(t) = \frac{\delta_1(t) + \delta_2(t)}{2} \quad (1-5)$$

En divisant le déplacement par la largeur de l'entaille h , nous obtenons la déformation de cisaillement en fonction du temps

$$\Gamma(t) = \frac{U_{ech}(t)}{h} ; \Gamma(t) = \frac{\delta_1(t) + \delta_2(t)}{2h} \quad (1-6)$$

La dérivée de l'expression précédente par rapport au temps permet de définir la vitesse de déformation

$$\dot{\Gamma}(t) = \frac{1}{h} \frac{d}{dt} (U_{ech}(t)) ; \dot{\Gamma}(t) = \frac{V(t)}{h} \quad (1-7)$$

La contrainte quant à elle s'obtient en divisant la force $F(t)$ par les deux sections cisailées A_{ep} ,
($A_{ep} = \text{épaisseur} \times \text{longueur} = 0.8 \times 10 = 8 \text{ mm}^2$)

$$\tau(t) = \frac{F(t)}{2A_{ep}} \quad (1-8)$$

L'utilisation de ces formules simples est possible car le mode de déformation de l'éprouvette est un mode de cisaillement pur. Le choix d'une forme d'éprouvette optimale est donc cruciale.

III-1-3 Inconvénients des dispositifs rapides

La détermination du comportement des matériaux à grande vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$ par le biais de machine de traction hydraulique reste très difficile en raison des perturbations des signaux de mesures pour des vitesses de déformation supérieures à la vitesse critique $\dot{\epsilon}_c$ intrinsèque à ces dispositifs. Pour des vitesses de déformation avoisinant les 100 s^{-1} , les signaux présentent de fortes oscillations qui ne permettent plus d'extraire le comportement du matériau en sollicitation dynamique [19]. Les vibrations générées par l'essai possèdent une fréquence propre proche de celle du système de mesure de la force. Le signal acquis présente ainsi l'allure suivante Fig. 1-11.

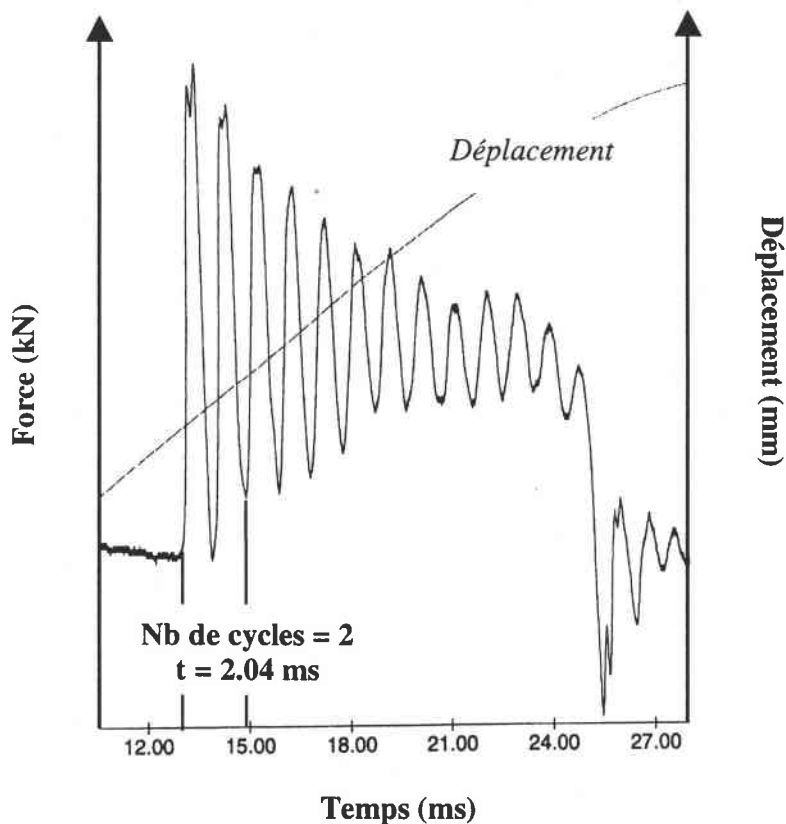


Fig. 1-11 : Essai de traction sur machine rapide hydraulique $\dot{\epsilon} = 40 \text{ s}^{-1}$, [20]

La réponse totale du système est équivalente à celle obtenue par un système amorti masse-ressort représenté sur la Fig. 1-12. Rétablir le signal en tenant compte des corrections dues aux vibrations est très difficile.

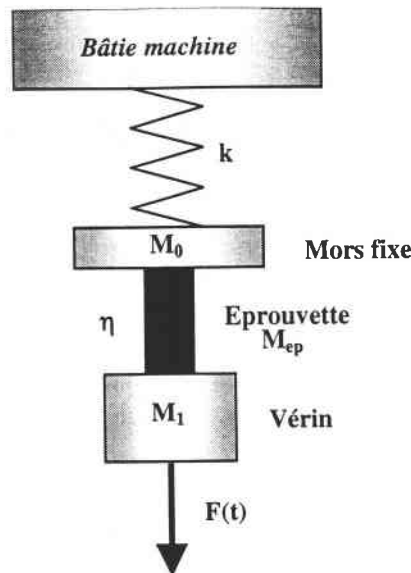


Fig. 1-12 : Représentation schématique de la machine de traction en utilisation dynamique

Un tel système mécanique est régi par l'équation différentielle du second ordre suivante :

$$M\ddot{x} + \eta\dot{x} + kx = F(t) \quad (1-9)$$

où M est la masse mise en mouvement, η la viscosité du système notamment de l'éprouvette et k la rigidité de l'ensemble machine-éprouvette.

La pulsation propre ω de l'oscillateur précédent, Fig. 1-12, est donnée par cette relation :

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{M}} \quad (1-10)$$

Le second paramètre très important est le coefficient d'amortissement critique η_{crit} avec :

$$\eta_{\text{crit}} = \frac{2k}{\omega} = 2\sqrt{kM} \quad (1-11)$$

Si l'on se réfère au signal obtenu lors d'un essai expérimental Fig. 1-11, nous obtenons la fréquence propre de la machine qui vaut 980 Hz. Soit une pulsation propre ω et une période d'amortissement T valant respectivement 6157 rad/s et $1.02 \cdot 10^{-3}$ s. Cette analyse succincte permet d'apporter des solutions pour améliorer les performances en chargement dynamique. Ainsi, une augmentation de la rigidité du système k permet d'élever la fréquence propre f du système et le coefficient d'amortissement critique η_{crit} . En conséquence, les perturbations expérimentales sont atténuées. Ce problème généralement observé sur de nombreux dispositifs expérimentaux a des répercussions directes sur la modélisation et le calcul numérique dans le domaine des vitesses de déformation élevées. En effet, les modélisations ont besoin d'un comportement qui reste précis pour les vitesses de déformations comprise entre $10^2 \leq \dot{\epsilon} \leq 10^4 \text{ s}^{-1}$. Si l'on veut valider le comportement de nouveaux matériaux et plus particulièrement de tôles utilisées en construction automobile, il est essentiel de définir clairement son comportement sur cette plage de vitesses de déformation. En effet, lors d'un crash automobile, les vitesses de déformation locales sont élevées et proche de $10^2 \leq \dot{\epsilon} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$. Pour palier ces difficultés et dans le souci d'apporter une solution aux industriels, deux dispositifs expérimentaux basés sur la technique des barres de Hopkinson [3-18] ont été développés au LPMM.

Le premier permet de réaliser des essais de traction dynamique et le second des essais de double cisaillement dynamique avec des vitesses respectives de $\dot{\epsilon} \leq 10^3 \text{s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma} \leq 10^4 \text{s}^{-1}$.

III-2 Essai dynamique

III-2-1 Application du dispositif des barres de Hopkinson

Dans le but de décrire le comportement de l'acier ES aux grandes vitesses de déformation, la technique des barres de Hopkinson a été retenue. Cette méthode couplée à une analyse de la propagation des ondes élastiques permet d'obtenir les courbes $\tau(\Gamma, \dot{\Gamma})$. Les premiers à avoir mis en place une technique expérimentale permettant de réaliser des essais de double cisaillement, furent Campbell et Ferguson en 1969, [12] Fig. 1-13. Grâce à ce dispositif, ils ont analysé l'influence de la température et de la vitesse de déformation en cisaillement sur un acier doux.

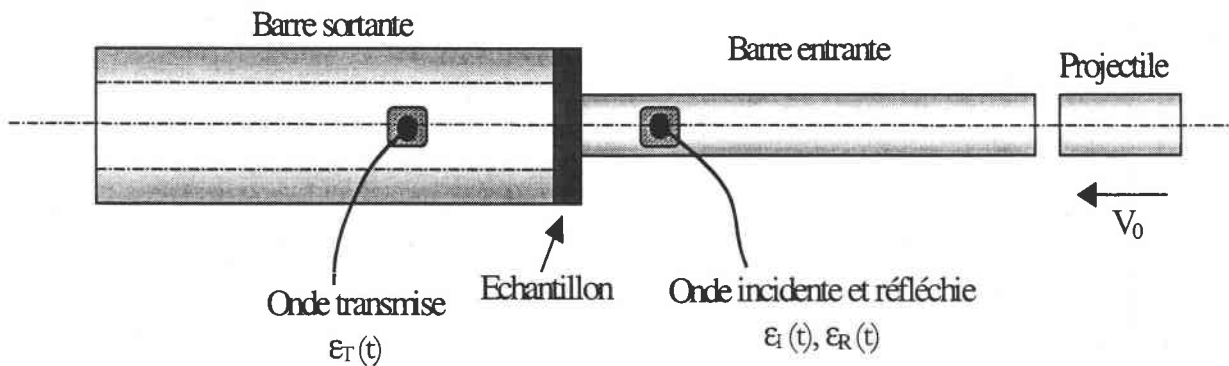


Fig. 1-13 : Configuration initiale du double cisaillement d'après Campbell et Ferguson (1969), [12]

Dans cette configuration initiale, une onde élastique incidente $\epsilon_I(t)$ est générée par l'impact du projectile. Ensuite cette onde se propage jusqu'à l'interface barre-échantillon. A l'interface, une partie de l'onde est réfléchie $\epsilon_R(t)$ dans la barre entrante et l'autre partie est transmise sous forme d'une onde $\epsilon_T(t)$. La mesure de ces trois signaux permet d'obtenir la relation qui relie la contrainte d'écoulement τ à la déformation Γ pour une vitesse de déformation donnée $\dot{\Gamma}$. La transmission des ondes au cours du chargement est présentée ci-dessous sur le plan de Lagrange :

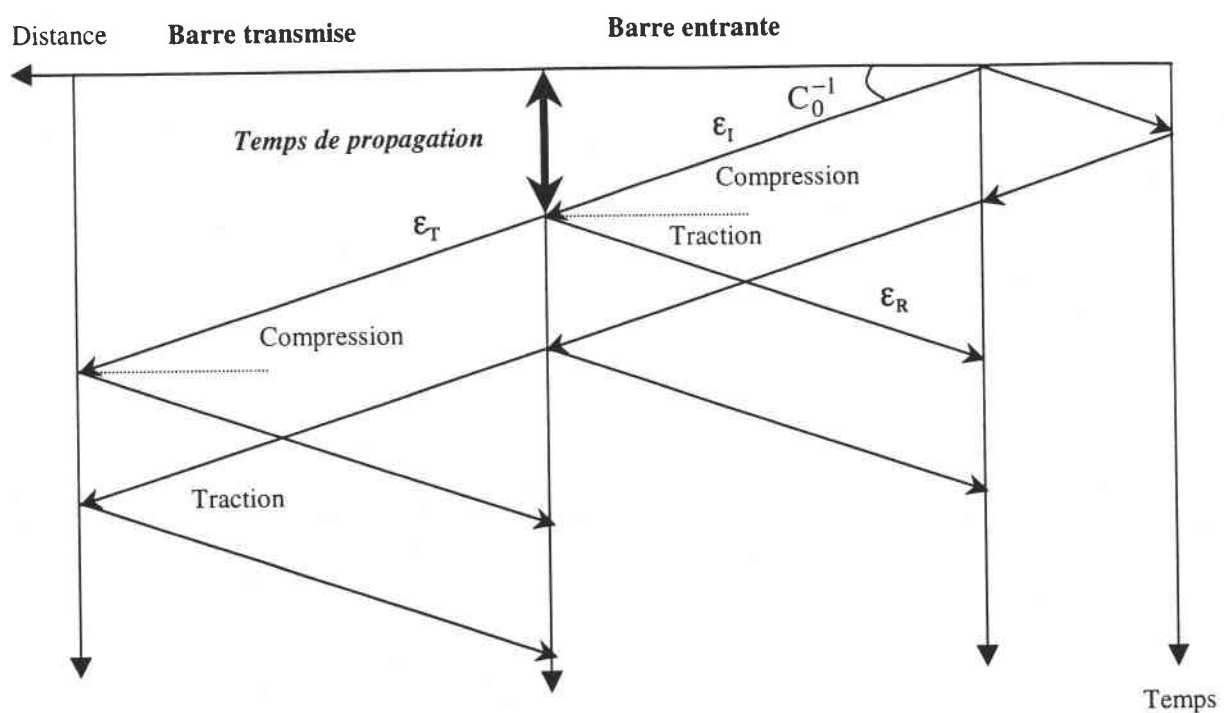


Fig. 1-14 : Diagramme des caractéristiques dans le plan de Lagrange pour la configuration de Campbel et Ferguson

Le chargement de l'échantillon n'a lieu qu'après un certain délai correspondant au temps de montée de l'onde incidente $\epsilon_1(t)$ dans la barre entrante. Ce temps, de l'ordre de $30\,\mu\text{s}$ pour une vitesse de déformation de $10^3\,\text{s}^{-1}$ [3], a pour effet d'induire des déformations plastiques au sein de l'éprouvette durant le temps de montée en chargement. On constate également une diminution de la vitesse de déformation maximale due à la décélération de la barre entrante lors de l'impact et une non homogénéité de la vitesse de déformation. De plus cette configuration est constituée de deux interfaces éprouvette-barre. Ces interfaces induisent des dispersions non négligeables sur les résultats en raison des problèmes de transmission et de réflexion d'ondes [21]. Ces problèmes de discontinuité ont été analysés par différents chercheurs tels que Knott (1899) [22], Zoeppritz (1919) [23] et Macelwane & Sohon (1936) [24]. De ces différentes études, 4 conditions de continuité entre deux solides A et B ont été définies :

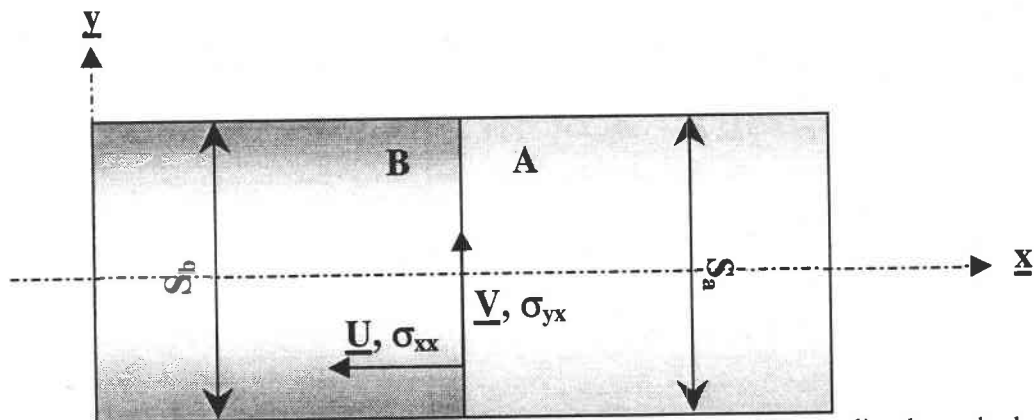


Fig. 1-15 : Représentation des continuités à respecter pour avoir une transmission complète des ondes lors d'un impact

$$\int U_a = \int U_b$$

continuité du déplacement longitudinal

(1-12)

$$\int V_a = \int V_b$$

continuité du déplacement longitudinal

(1-13)

$$\int (\sigma_{xx})_a = \int (\sigma_{xx})_b \quad \text{continuité de la traction} \quad (1-14)$$

$$\int (\sigma_{yx})_a = \int (\sigma_{yx})_b \quad \text{continuité du cisaillement} \quad (1-15)$$

U et V sont respectivement les déplacements longitudinal et radial. Les indices a et b définissent les deux milieux formant l'interface. Le respect de ces conditions permet d'assurer une transmission complète des ondes à travers l'interface. Celles-ci restent néanmoins théoriques et expérimentalement difficiles à mettre en place.

Une autre restriction peut être définie. Si les forces longitudinales sont transmises intégralement, la relation suivante doit être vérifiée :

$$F_x|_a = F_x|_b \quad (1-16)$$

Après substitution de $\sigma_x = \rho C_v$, il vient

$$\rho_a C_a v_a S_a = \rho_b C_b v_b S_b \quad (1-17)$$

Si le support de l'éprouvette a la même masse volumique et le même module d'Young que la barre, la restriction restante est d'imposer des sections égales pour obtenir une transmission complète de l'onde longitudinale, $S_a = S_b$.

III-2-2 Double cisaillement par impact direct, application aux tôles

Comme nous l'avons vu précédemment (§. III-2-1) le double cisaillement par l'emploi de deux barres crée certains problèmes notamment au niveau du temps de montée de l'onde incidente $\varepsilon_1(t)$ conduisant à une vitesse de déformation non uniforme en début de chargement. De plus, les vitesses de déformations n'excèdent pas $\dot{\Gamma} \leq 10^3 \text{s}^{-1}$. Pour palier à tous ces inconvénients, la technique de l'impact direct également appelée "block bar" a été retenue [18]. Cette technique diffère de la configuration initiale Fig. 1-13 puisque la barre entrante est supprimée Fig. 1-15 pour laisser place à un projectile qui vient directement charger l'échantillon.

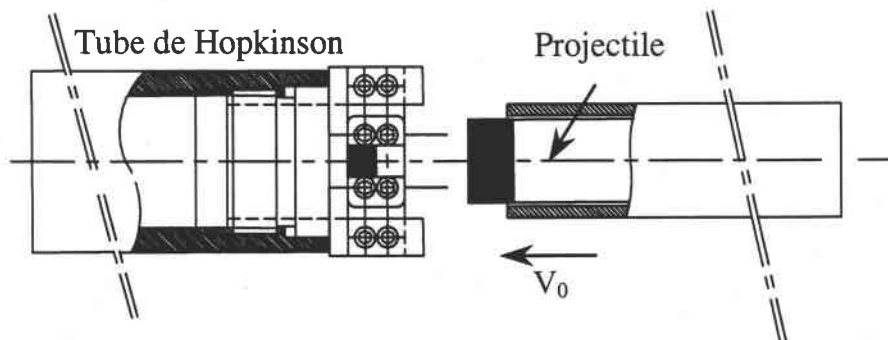


Fig. 1-15 : Nouvelle configuration expérimentale pour l'étude dynamique du double cisaillement des tôles [18]

Dans cette configuration un projectile à bout plat est lancé contre l'éprouvette par le biais d'un canon à air comprimée à échappement rapide, avec une vitesse d'impact V_0 comprise entre $1 \leq V_0 \leq 200$ m/s. L'impact du projectile induit au sein de l'échantillon une onde élastique. Cette onde $\epsilon_T(t)$ est ensuite transmise dans le tube de Hopkinson. La mesure de cette unique onde, permet d'aboutir aux courbes Force-temps. L'avantage principal de l'impact direct est de réduire le temps de montée, Fig. 1-16. De plus, il est possible d'ajuster la vitesse d'impact V_0 et aussi de choisir la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$ de l'essai. L'intensité de V_0 est fonction de la masse du projectile et de la pression emmagasinée dans la chambre de compression du canon à gaz. La vitesse de déformation maximale est de l'ordre de $\dot{\Gamma}^{\max} \approx 10^4 \text{ s}^{-1}$.

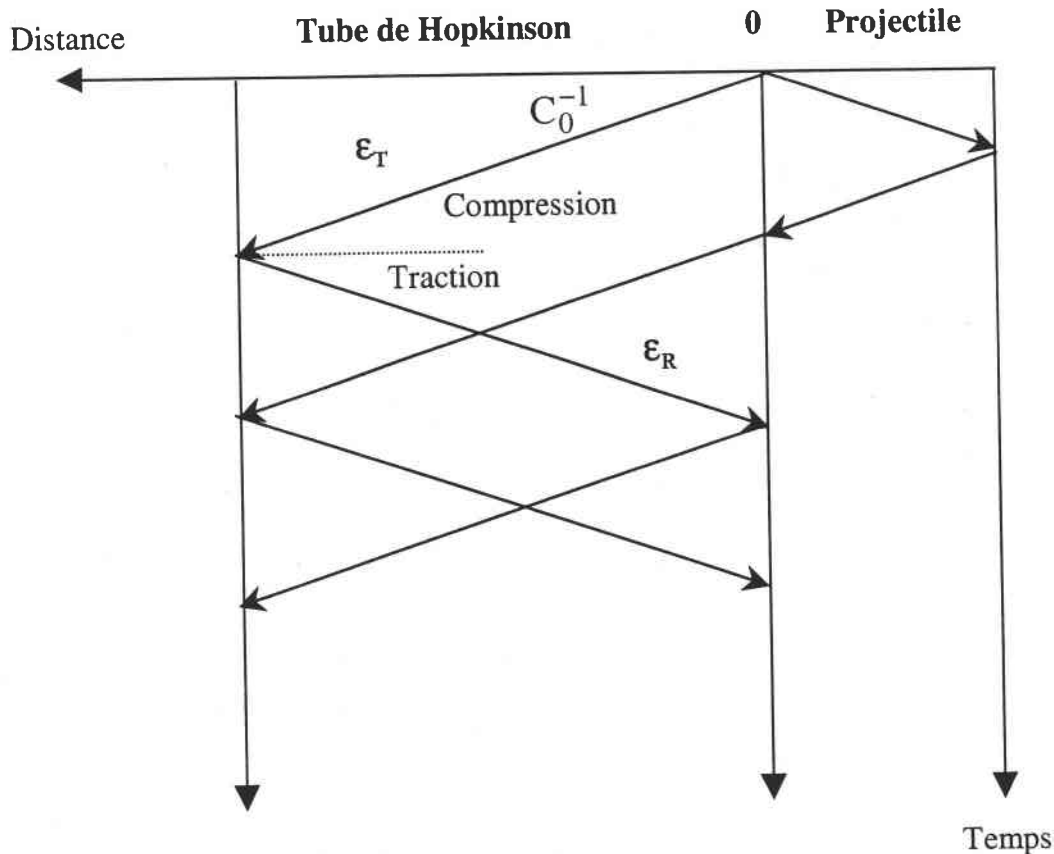


Fig. 1-16 : Diagramme des caractéristiques dans le plan de Lagrange pour la configuration de l'impact direct

Durant ces tests, il est essentiel de mesurer l'intensité de l'onde $\epsilon_T(t)$ de façon à obtenir la réponse du matériau sous sollicitation dynamique. La difficulté réside dans la courte durée du signal avant la superposition des ondes causée par $\epsilon_R(t)$.

III-2-3 Description du dispositif de mesures en chargement dynamique

L'ensemble mécanique décrit précédemment est couplé à un système électronique permettant divers mesures nécessaire pour établir le comportement du matériau à grande vitesse de déformation. Ce dispositif développé au LPMM présente les caractéristiques suivantes :

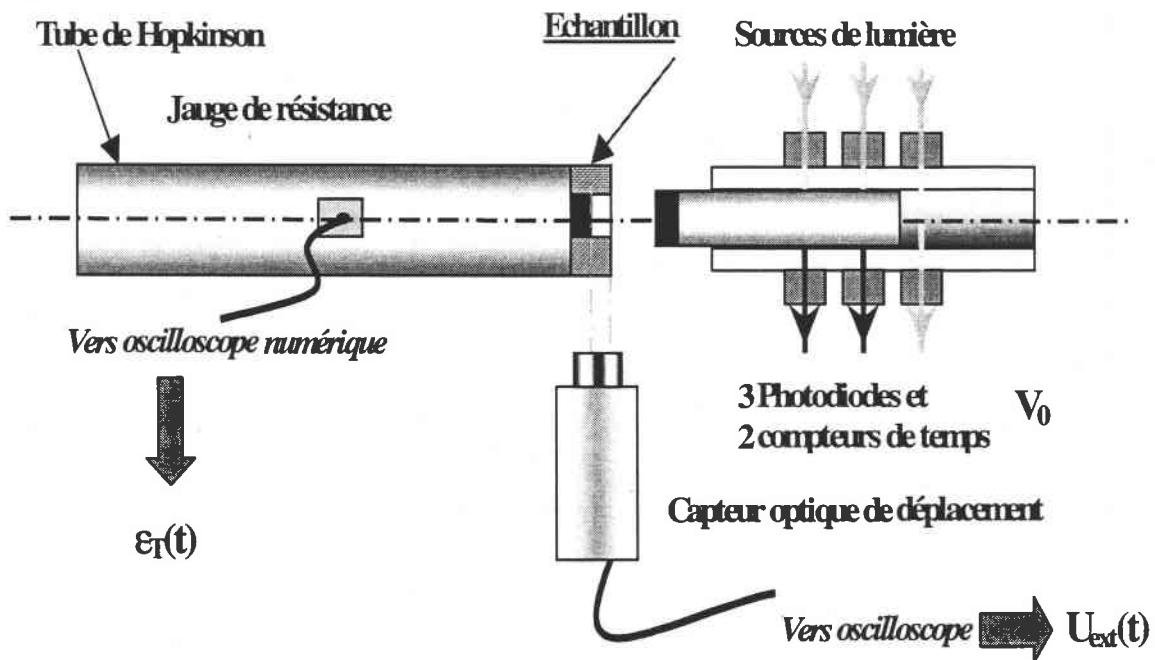


Fig. 1-17 : Système électronique de mesures en chargement dynamique

La première mesure réalisée est la vitesse du projectile avant impact. Cette mesure se fait grâce à un système de trois sources de lumière et photodiodes couplées à deux compteurs de temps. La connaissance de la vitesse en ces deux points de mesure permet de définir la décélération $\dot{V}(t)$ du projectile avant impact et de vérifier que la vitesse est constante. Ensuite le déplacement de la partie centrale $U_c(t)$ de l'échantillon est mesuré par le biais d'un extensomètre optique qui se déclenche lors du mouvement de la cible noire-blanche collée sur l'échantillon. La dernière mesure faite durant l'essai est l'intensité de l'onde transmise $\epsilon_T(t)$ grâce à des jauges extensométriques collées sur le tube de Hopkinson. Ces jauges sont placées à une distance de cinq fois le diamètre du tube de manière à éviter tous les problèmes de réflexions d'ondes. Toutes ces valeurs sont amplifiées et transférées vers des oscilloscopes numériques possédant une fréquence d'acquisition élevée. Ensuite, l'acquisition faite, ces données sont transférées vers un PC par l'intermédiaire d'une carte de communication IEEE pour le traitement numérique. La Fig. 1-18 présente l'allure caractéristique des signaux de l'onde transmise $\epsilon_T(t)$ et du déplacement de la partie centrale de l'échantillon $U_{ext}(t)$.

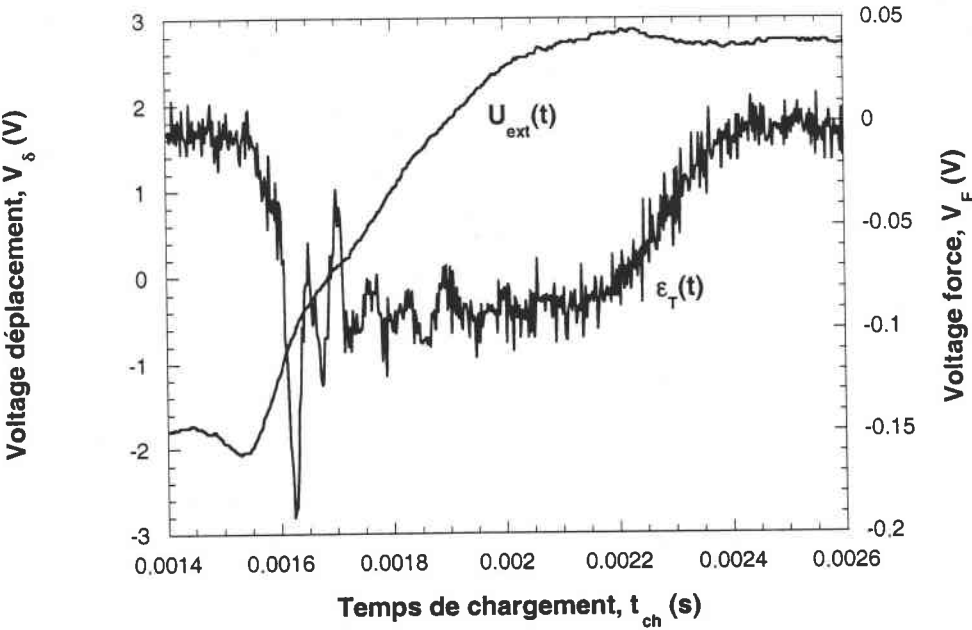


Fig. 1-18 : Mesures expérimentales obtenues en chargement dynamique, $\dot{\Gamma} \approx 10^3 \text{ s}^{-1}$

Sur cette figure on constate une faible perturbation des résultats bruts en comparaison des résultats obtenus sur une machine de traction-compression rapide Fig. 1-11. On peut conclure que cette méthode basée sur la technique des barres de Hopkinson est très prometteuse pour la caractérisation des matériaux sous sollicitation dynamique $\dot{\Gamma} > 100 \text{ s}^{-1}$. Cependant, un effort supplémentaire est demandé pour l'analyse des signaux. En effet, l'exploitation, n'est pas immédiate.

III-2-4 Analyse des signaux, théorie des ondes élastiques

La connaissance de l'onde transmise $\epsilon_T(t)$ et du déplacement de l'éprouvette $U_{ext}(t)$ permet de définir complètement le comportement du matériau en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$. En effet, le déplacement réel de l'échantillon s'obtient en faisant la différence entre le déplacement de la partie centrale mesuré par le capteur de déplacement optique $U_{ext}(t)$ et le déplacement du tube $U_{tub}(t)$.

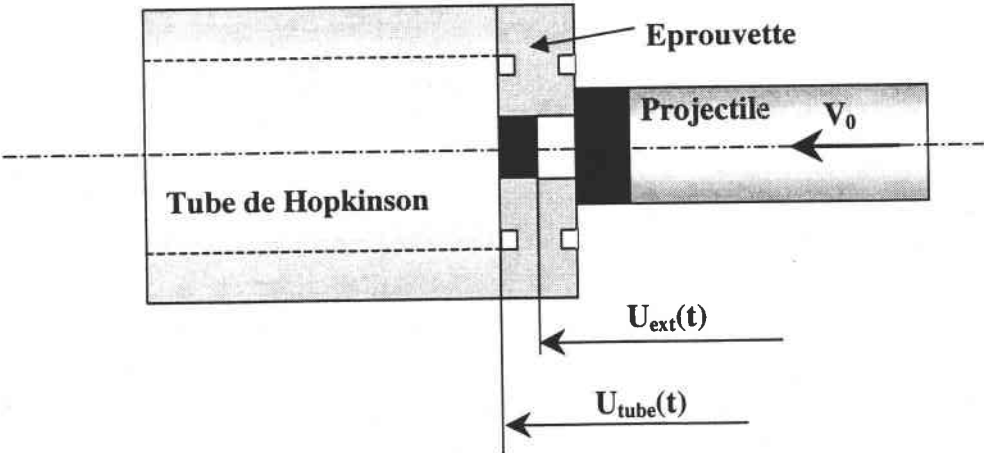


Fig. 1-19 : Définition du déplacement imposé à l'échantillon

$$U_{ep}(t) = U_{ext}(t) - U_{tube}(t) \quad (1-18)$$

Le déplacement du tube lors de l'impact est relié directement à l'intensité de l'onde transmise et à la célérité de celle-ci par la relation suivante :

$$U_{tub}(t) = C_0 \int_0^{t_m} \varepsilon_T(\zeta) d\zeta \quad \text{avec} \quad C_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1-19)$$

La déformation nominale s'obtient en divisant ce déplacement par la largeur de l'entaille notée h :

$$\Gamma_{ep}(t) = \frac{1}{h} \left[U_{ext}(t) - C_0 \int_0^{t_m} \varepsilon_T(\zeta) d\zeta \right] \quad (1-20)$$

La vitesse de déformation est obtenue en différentiant l'équation précédente :

$$\dot{\Gamma}_{ep}(t) = \frac{1}{h} \left[\frac{d}{dt} (U_{ext}(t)) - C_0 \varepsilon_T(t) \right] \quad (1-21)$$

Du fait de la transmission intégrale des effets (force et déplacement), la force appliquée à l'éprouvette est identique à celle transmise au tube.

$$F(t) = E_{tube} A_{tube} \varepsilon_T(t) \quad (1-22)$$

où E_{tube} et A_{tube} sont respectivement le module d'Young et la section du tube de Hopkinson définie par :

$$A_{tube} = \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) \quad (1-23)$$

D est le diamètre extérieur du tube et d le diamètre intérieure. Ces diamètres valent respectivement $D=50$ mm et $d=30$ mm. La contrainte de cisaillement dans l'éprouvette est définie en divisant la force appliquée Eq. 1-22 par les deux sections cisailées A_{ep} , Fig. 1-6.

$$\tau(t) = \frac{F(t)}{2A_{ep}} ; \tau(t) = \frac{\pi(D^2 - d^2)E_{tube}}{8el} \varepsilon_T(t) \quad (1-24)$$

où e et l sont respectivement l'épaisseur de la tôle et la longueur de la zone cisailée.

La combinaison des équations 1-20 et 1-24 permet de définir la relation contrainte-déformation en régime adiabatique pour des vitesses de déformation $\dot{\Gamma} \geq 100s^{-1}$. Le domaine adiabatique est caractérisé par une forte élévation de température localisé dans une zone très étroite nommée bande de cisaillement adiabatique conduisant à la rupture du matériau par cisaillement adiabatique. De plus, l'effet du couplage entre la vitesse de déformation et de la température peut être analysé.

En plus des essais de double-cisaillement quasi-statique et dynamique, des essais en traction ont été réalisés. Cet essai relativement simple dans sa description et couramment utilisé, permettra de valider où non les essais de double cisaillement. Dans la suite seul, l'essai dynamique sera présenté. Les essais quasi-statique repose sur la technique décrite au §. II.1.1.

IV - CARACTERISATION DU COMPORTEMENT EN TRACTION DYNAMIQUE

Cette technique expérimentale originale développée au LPMM [25] consiste à insérer une éprouvette spécifique entre la barre incidente (A) et la barre de transmission (B), Fig. 1-20. La barre incidente est bloquée par le biais d'une poutrelle fragile. Cette barre est chargée élastiquement par une pompe hydraulique jusqu'à la rupture de cette poutrelle. Plus la rupture est tardive et plus la vitesse de déformation nominale est importante. En effet la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ de l'essai est reliée à l'énergie élastique stockée dans la barre entrante. Lors de la rupture, une onde incidente $\epsilon_I(t)$ et transmise $\epsilon_T(t)$ sont créées. L'analyse de ces deux ondes $\epsilon_I(t)$ et $\epsilon_T(t)$ permet de définir les contraintes $\sigma(t)$, la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}(t)$ et les déformations $\epsilon(t)$.

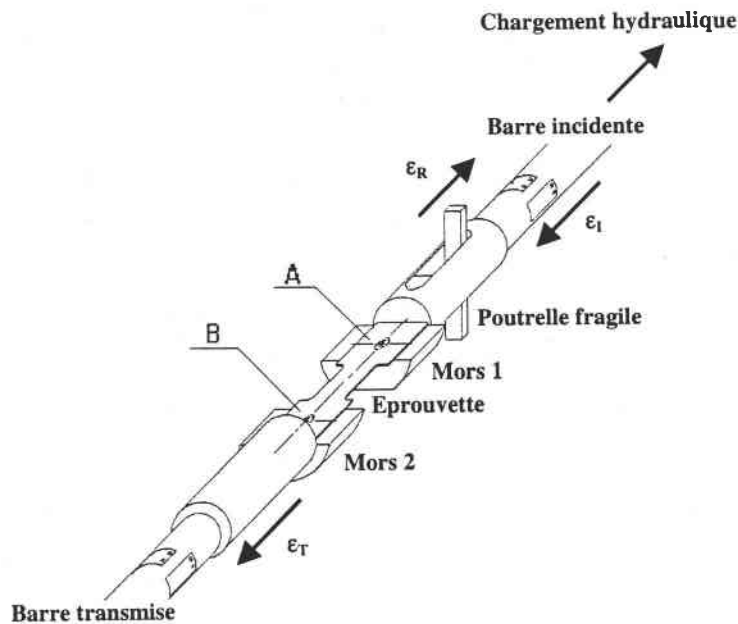


Fig. 1-20 : Dispositif de traction dynamique présent au LPMM [3]

L'éprouvette définie pour cette étude de traction dynamique a été miniaturisée au maximum, afin de réduire la masse de l'éprouvette et de diminuer les effets d'inertie présents en sollicitation dynamique. Celle-ci a une longueur utile de 20 mm et une largeur de 8 mm. Ces caractéristiques géométriques permettent d'utiliser cette éprouvette à la fois en sollicitation dynamique et quasi-statique. De plus, la longueur utile est assez grande pour éviter les problèmes de non homogénéité des déformations du au rayon de raccord. D'autres chercheurs tels que Albertini et al. [26], Staab et al. [27] et Yokoyama [28] ont travaillé dans ce sens pour miniaturiser les éprouvettes de traction. A titre de comparaison, Yokoyama [28] propose une éprouvette de longueur 6 mm et de largeur 3 mm..

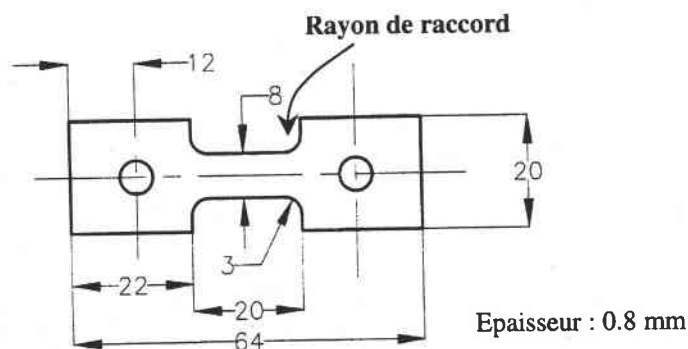


Fig. 1-21 : Définition de l'éprouvette LPMM de traction dynamique [3]

Pour vérifier l'influence de la longueur utile sur les courbes contrainte-déformation, deux autres longueurs (40 et 100 mm) ont été testées avec l'aide du groupe Sollac.

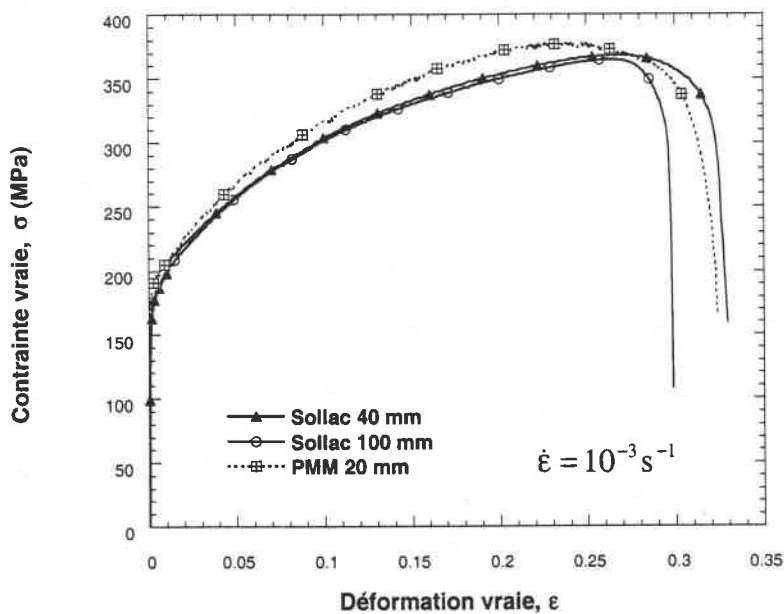


Fig. 1-22 : Influence de la longueur utile sur les courbes contrainte-déformation, sollicitation quasi-statique

L'analyse de ces résultats démontre une bonne concordance entre les différentes configurations. La différence principale apparaît en fin de chargement. Les déformations correspondants à localisation finale varient de 9%.

Les mesures expérimentales des ondes incidente $\epsilon_I(t)$ et transmise $\epsilon_T(t)$ lors d'un essai de traction dynamique sont présentées sur la figure 1-23. Pour le traitement numérique des signaux, nous analysons l'état du dispositif expérimental avant et après essai.

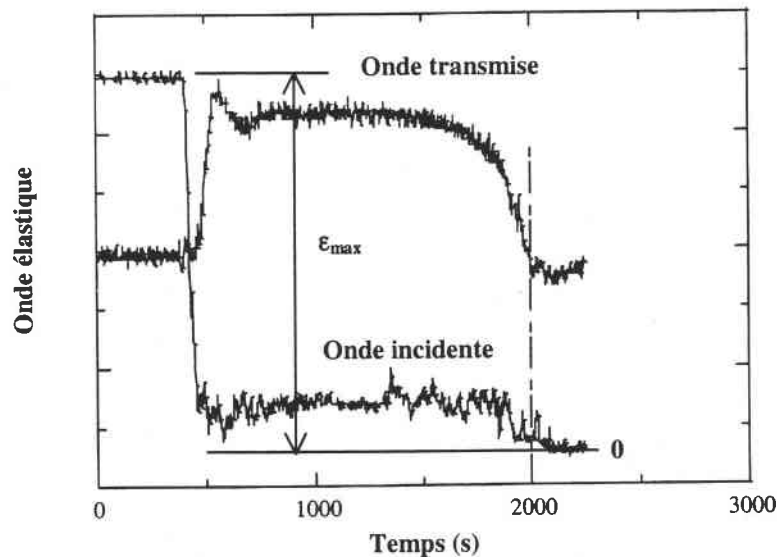


Fig. 1-23 : Signaux recueillis sur le dispositif des barres de Hopkinson en traction directe

En effet, avant le déclenchement de l'essai, la barre d'entrée est chargée par le biais d'un vérin hydraulique induisant une déformation élastique maximale ϵ_{max} de la barre avant rupture Fig. 1-23.

L'analyse de la propagation des ondes élastiques permet ensuite de définir la vitesse de déformation de l'essai :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{C_0}{l_0} [\varepsilon_{\max} - (\varepsilon_I(t) + \varepsilon_T(t))] \quad (1-25)$$

où C_0 est la célérité de l'onde élastique de traction dans les barres et l_0 est la longueur initiale de l'éprouvette. La déformation est obtenue par intégration de (1-25) :

$$\varepsilon = \frac{C_0}{l_0} \int_0^t [\varepsilon_{\max} - (\varepsilon_I(t) + \varepsilon_T(t))] dt \quad (1-26)$$

La contrainte dans l'éprouvette est déduite de la mesure de l'onde transmise $\varepsilon_T(t)$ et du comportement élastique de la barre transmise à travers la loi de Hooke.

$$\sigma = \frac{\pi E}{4gh} D_b^2 \varepsilon_T(t) \quad (1-27)$$

E est le module d'Young des barres, g l'épaisseur de l'éprouvette, h la largeur de l'éprouvette et D_b le diamètre de la barre. La combinaison des équations 1-26 et 1-27 permet d'éliminer la variable temps et d'aboutir à la relation contrainte-déformation. Un essai obtenu par cette technique est représenté ci-dessous sur la figure 1-24.

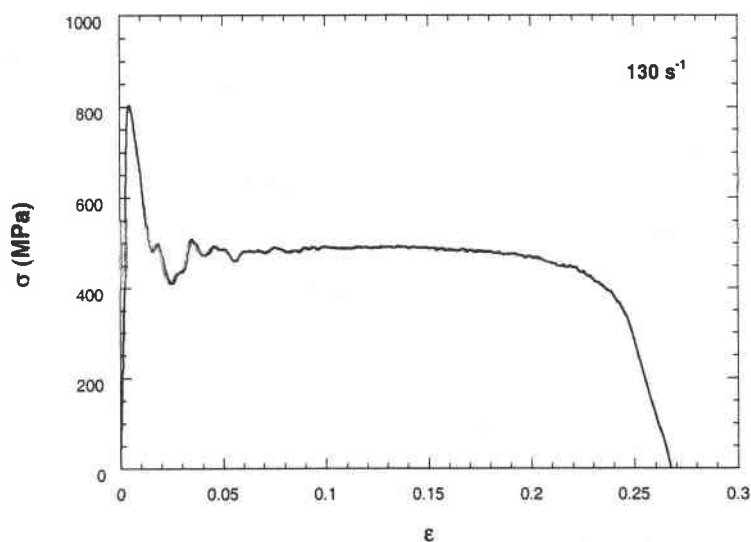


Fig. 1-24 : Résultat expérimental obtenu à 130 s^{-1} pour une tôle en acier ES d'épaisseur 0.8 mm

Les résultats sont faiblement perturbés par les oscillations ce qui démontre l'efficacité de notre dispositif Fig. 1-20. L'apparition du premier pic est essentiellement dû au blocage des dislocations mobiles [18] et partiellement à l'inertie produite lors du choc. La déformation reste homogène jusqu'à l'apparition de la striction en fin d'essai. Avant de comparer l'ensemble des essais expérimentaux de double cisaillement et de traction, une étude de la géométrie de l'éprouvette de double cisaillement va être réalisée pour connaître les perturbations intrinsèques affectant les résultats numériques lors du traitement numérique.

V - ANALYSE NUMERIQUE DE L'EPROUVETTE DE DOUBLE CISAILLEMENT

Nous avons constaté auparavant dans la revue bibliographique des géométries définies pour le double cisaillement que celles-ci sont intrinsèquement perturbées par leurs caractéristiques géométriques (entailles). Le traitement des données expérimentales se faisant à l'aide des formules (1-6;1-8;1-24;1-28). Il est clair que l'homogénéité des contraintes et des déformations doit être observée dans la zone cisailée. Une étude numérique réalisée avec l'aide du code d'éléments finis ABAQUS Standard [29], nous a permis d'étudier localement la zone cisailée de l'éprouvette. Le maillage de notre éprouvette a été réalisé grâce à des éléments de type CPS4R (Plane stress) avec une zone de maillage dense pour la zone cisailée, zone C. Seule la moitié de l'éprouvette a été étudiée, du fait de la symétrie. La loi utilisée pour ces simulations est du type $\sigma = k\epsilon^n$ définie à partir des essais expérimentaux.

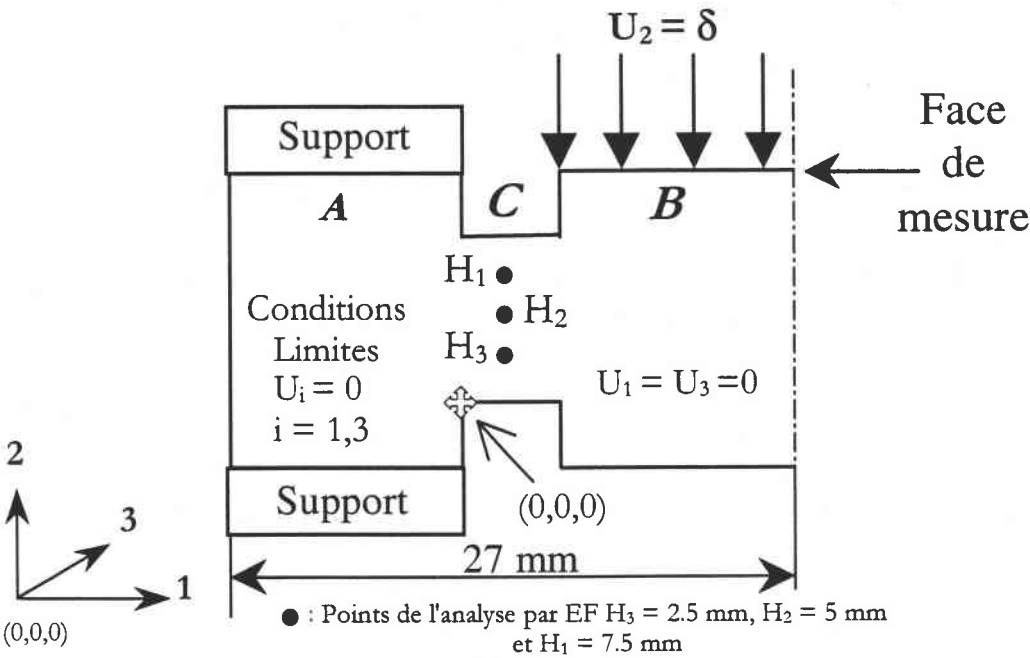


Fig. 1-25 : Définition des conditions limites pour l'analyse numérique et des hauteurs d'analyse H_i , sur la demi éprouvette

Le niveau d'homogénéité de la zone cisailée a pu être évalué en comparant la composante de cisaillement σ_{12} et les autres composantes σ_{ij} durant le processus de déformation plastique. Les résultats sont représentés sur les figures 1-26-27-28 pour différentes hauteurs H_i .

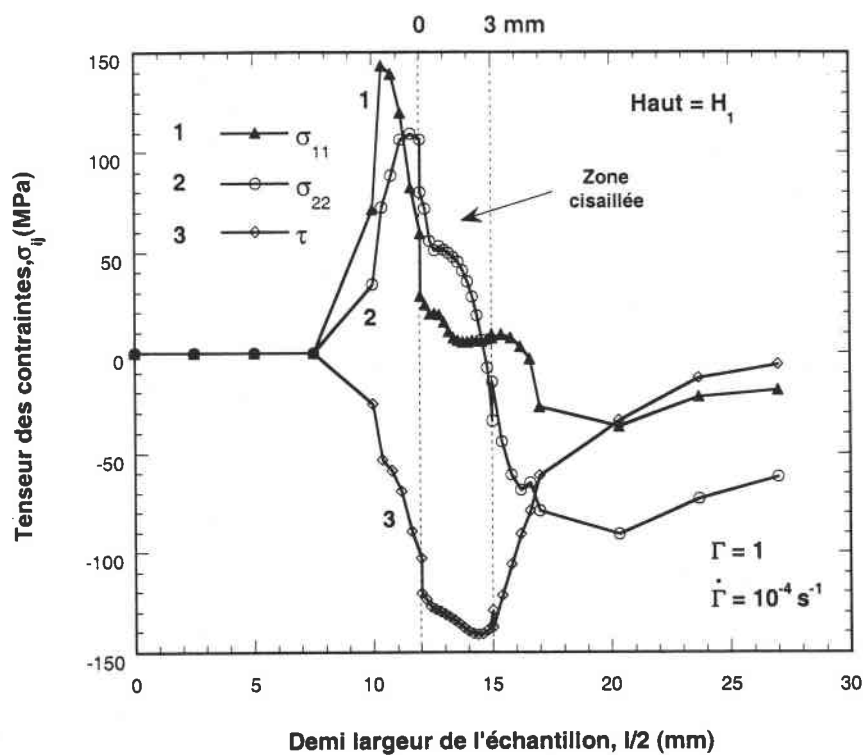


Fig. 1-26 : Distribution des composantes du tenseur des contraintes pour une hauteur H_1

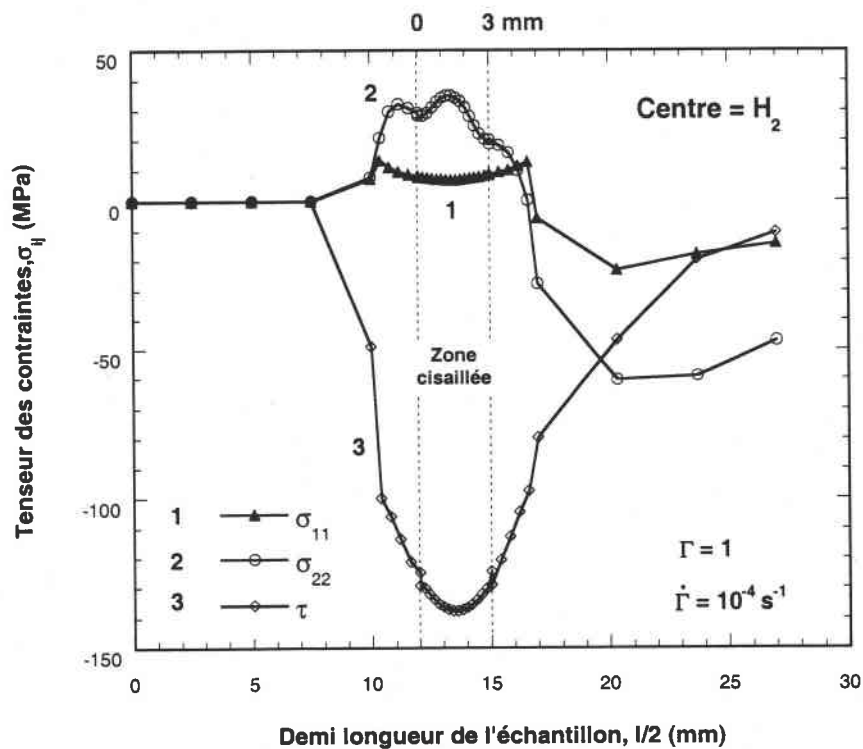


Fig. 1-27 : Distribution des composantes du tenseur des contraintes au centre de la bande cisailée H_2

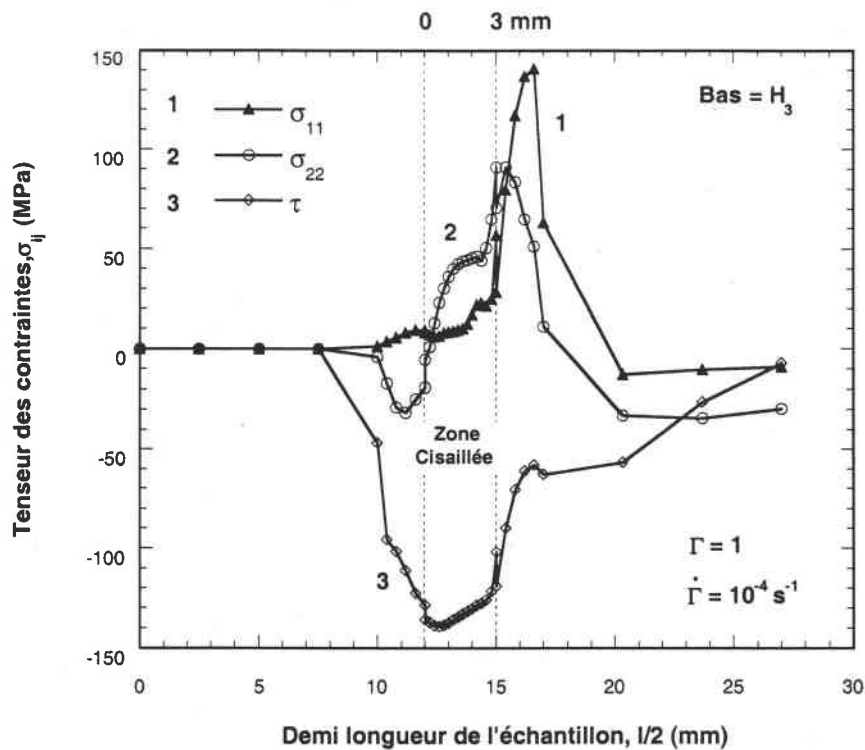


Fig. 1-28 : Distribution des composantes du tenseur des contraintes pour une hauteur H_3

Cette analyse de la distribution des contraintes montre des variations relativement élevées des composantes du tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ en H_1 et H_3 , points proches de l'entaille. Celle-ci joue un rôle de concentrateur de contraintes responsable d'une forte plasticité locale lors de l'essai de double cisaillement. Ainsi, près de l'entaille les composantes de traction σ_{11} et de compression σ_{22} ne peuvent pas être négligées vis à vis de la composante de cisaillement $\tau=\sigma_{12}$. Par contre au niveau de la zone centrale, Fig. 1-27, la composante de cisaillement domine largement. L'état de cisaillement est donc correctement approchée au centre de l'éprouvette. Sur les Fig. 1-29 et 1-30 sont présentés l'évolution locale de la contrainte de cisaillement et la déformation de cisaillement au centre de la zone.

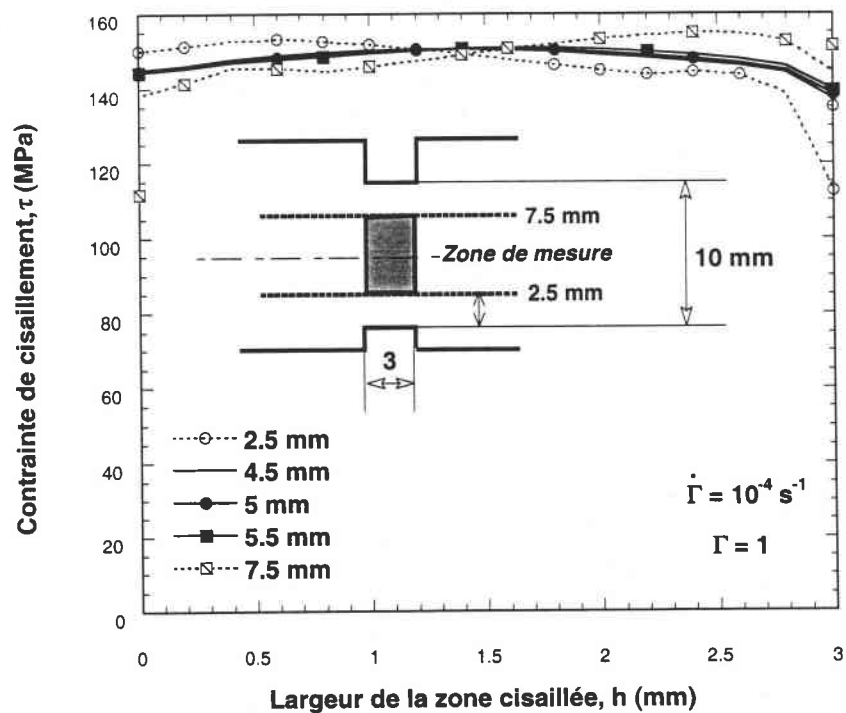


Fig. 1-29 : Distribution de la contrainte de cisaillement au sein de la zone cisailée pour différentes hauteurs

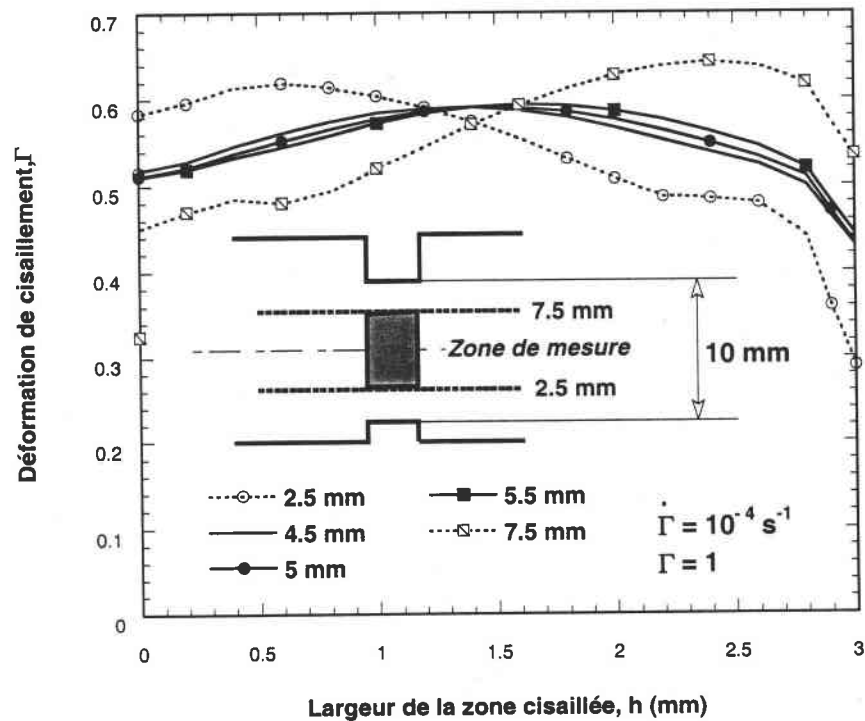


Fig. 1-30 : Distribution de la déformation de cisaillement au sein de la zone cisailée pour différentes hauteurs.

Les résultats numériques font apparaître une zone de cisaillement homogène de 5 mm de largeur. En dehors de cette zone, les résultats numériques divergent fortement en raison des singularités géométriques que représentent les entailles. Par la suite, nous avons analysé l'évolution du cisaillement Γ et de la contrainte τ , au sein de la bande d'homogénéité Fig. 1-31 et 1-32. la contrainte τ et le cisaillement Γ sont différents des grandeurs "macroscopiques" définies à partir de la force et du déplacement mesuré sur la face supérieure de l'échantillon Fig. 1-25. Le coefficient moyen de correction en déformation $\bar{\lambda}_\Gamma$ et contrainte $\bar{\lambda}_\tau$ valent respectivement $\Gamma^{loc} / \Gamma^{nom} \approx 0.65$ et $\tau^{loc} / \tau^{nom} \approx 1.142$.

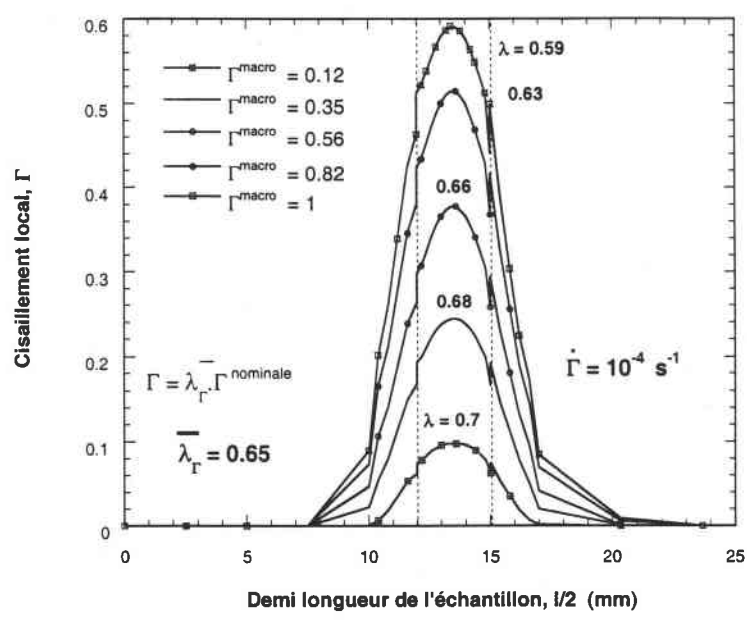


Fig. 1-31 : Distribution du cisaillement local au sein de l'éprouvette pour divers taux de déformation macroscopique

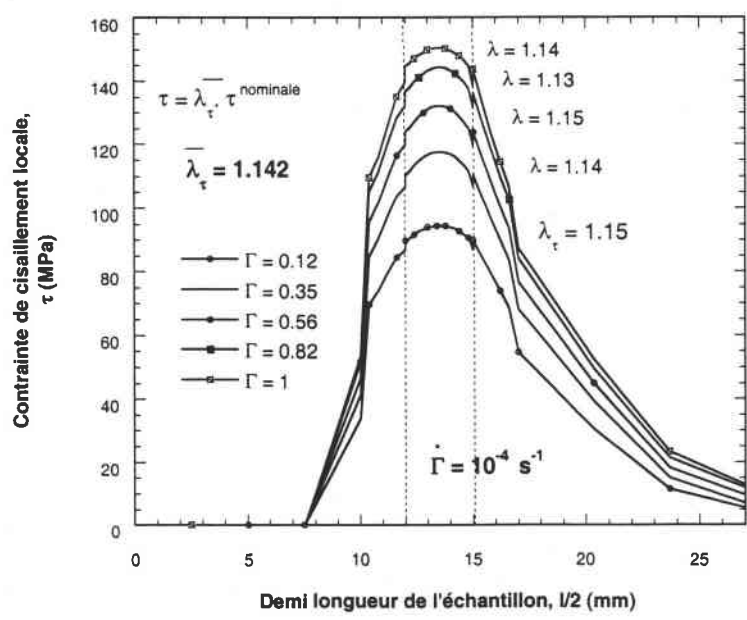


Fig. 1-32 : Distribution de la contrainte de cisaillement avec la demi longueur de l'éprouvette et divers taux de déformation macroscopique

Il est possible à partir de cette analyse numérique de définir de nouvelles relations permettant d'analyser les résultats expérimentaux et de relier les mesures macroscopiques aux mesures locales définissant un cisaillement pur :

$$\tau = \bar{\lambda}_\tau \tau^{\text{nom}} ; \tau = \bar{\lambda}_\tau \frac{F}{2A_{\text{ep}}} \quad (1-28)$$

$$\Gamma = \bar{\lambda}_\Gamma \Gamma^{\text{nom}} ; \Gamma = \bar{\lambda}_\Gamma \frac{U_{\text{ep}}}{h} \quad (1-29)$$

Les corrections a apporté sur les courbes expérimentales pour tenir compte de l'hétérogénéité dans la zone cisailée sont donc de deux types. Il est nécessaire de diminuer de 35% la valeur mesurée du cisaillement macroscopique et augmenter de 15% la valeur de contrainte obtenue par expérience.

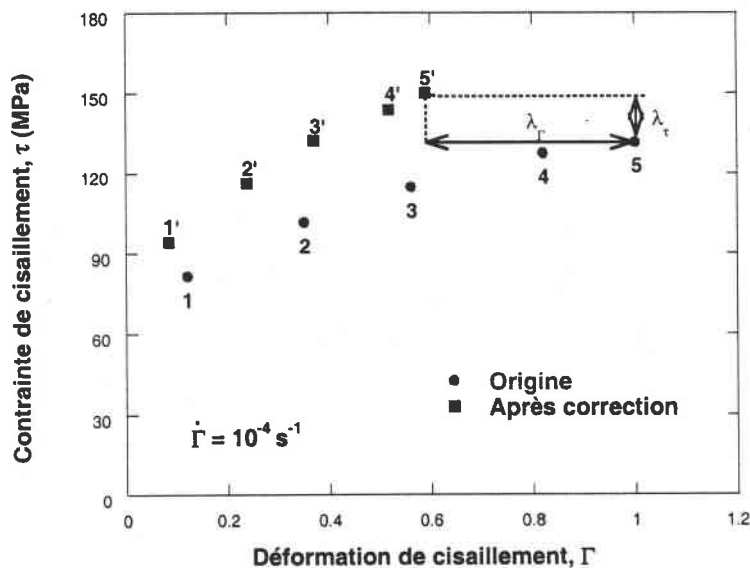


Fig. 1-33 : Représentation schématique des corrections nécessaires pour l'analyse des résultats en cisaillement

Une mesure de $\lambda_\Gamma^{\text{exp}}$ peut être obtenue directement à partir de relevés expérimentaux des déplacements δ_1 et δ_2 . En effet, il vaut :

$$\lambda_\Gamma^{\text{exp}} = \frac{\delta_1}{U_{\text{ech}}} ; \lambda_\Gamma^{\text{exp}} = \frac{h \tan \theta}{U_{\text{ech}}} \quad (1-30)$$

où h est la largeur de l'entaille, θ l'angle de cisaillement et U_{ech} le déplacement de la partie centrale de l'échantillon. Cette valeur moyenne de $\lambda_\Gamma^{\text{exp}}$ a été obtenue à partir d'échantillons déformés pris dans l'ensemble du lot. La valeur moyenne trouvée expérimentalement $\bar{\lambda}_\Gamma^{\text{exp}} \approx 0.61$ est en accord avec les prédictions numériques.

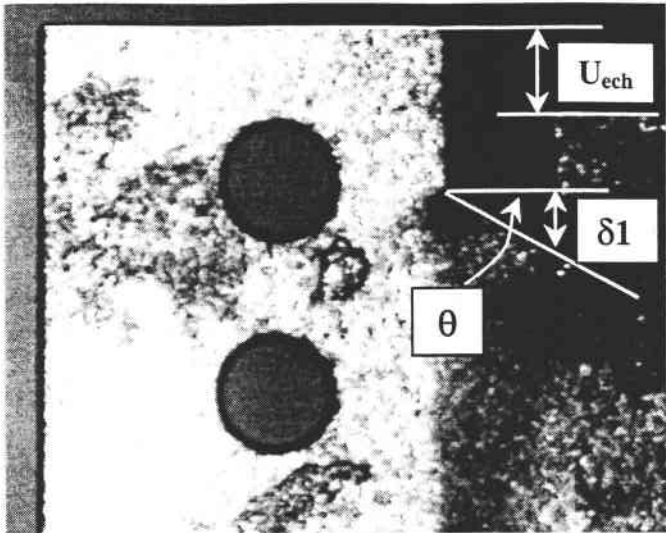


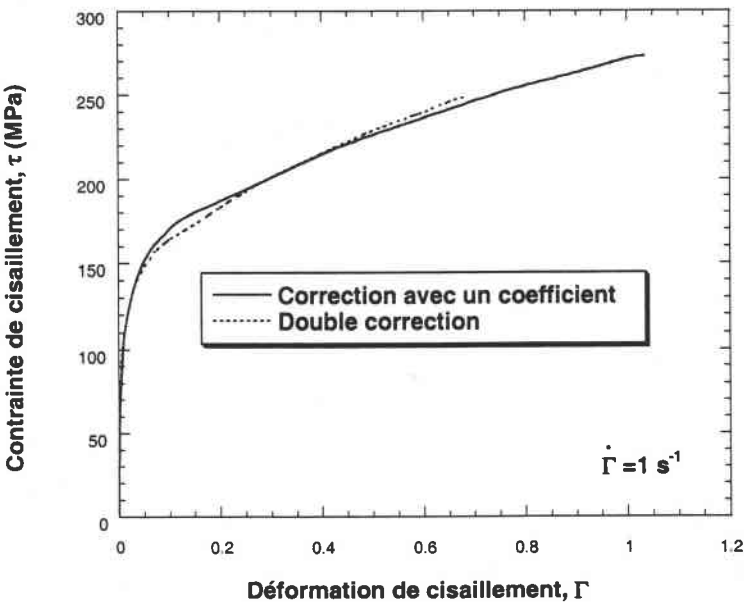
Fig. 1-34 : Définition expérimentale du coefficient d'étalonnage des déformations

Nous avons essayé de réduire le nombre de correction en augmentant simplement le taux de contrainte en généralisant les termes $\bar{\lambda}_\tau$ et $\bar{\lambda}_\Gamma$ par la relation suivante

$$\lambda = \bar{\lambda}_\xi \bar{\lambda}_\tau$$

(1-31)

où $\bar{\lambda}_\xi$ est la correction du tau de contrainte à déformation fixée. Cette correction unique de l'intensité de la contrainte permet de rester dans le domaine des grandes déformations avec $\Gamma \geq 1$. L'intensité du coefficient généralisé est de $\lambda = 1.25$. La figure suivante fait apparaître la différence qu'il peut exister entre une double et une simple correction. L'erreur maximale entre ces deux approches est de l'ordre de 2.7 %.



a)

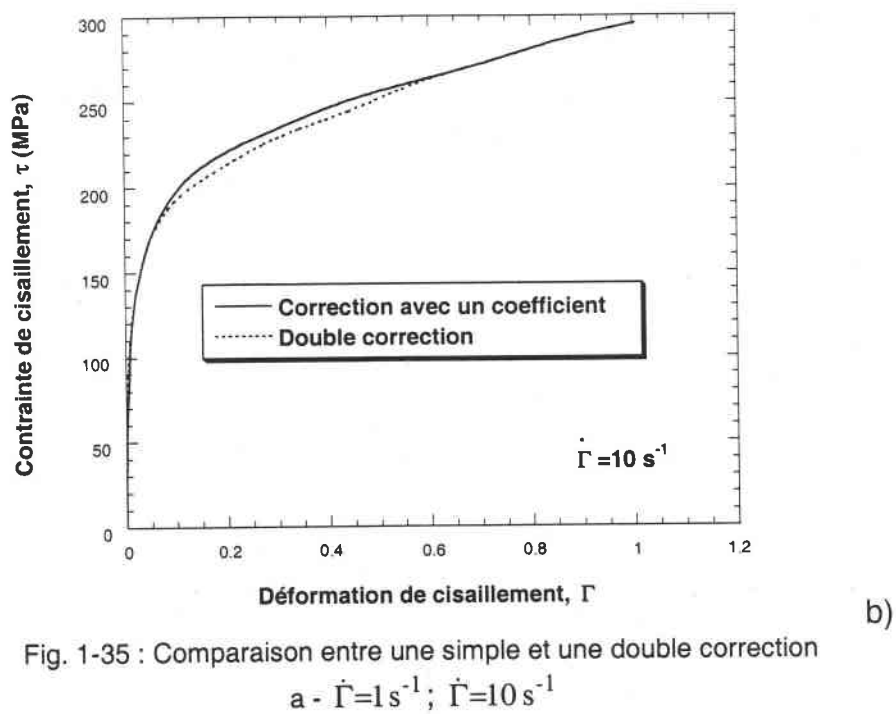


Fig. 1-35 : Comparaison entre une simple et une double correction
a - $\dot{\Gamma}=1 \text{ s}^{-1}$; $\dot{\Gamma}=10 \text{ s}^{-1}$

Finalement les résultats expérimentaux définies à partir de la nouvelle géométrie d'éprouvette et du dispositif expérimental mis en œuvre pour cette caractérisation thermoviscoplastique de l'acier ES sont comparés aux résultats obtenus sur le même acier par Sollac, Renault et l'IPPT de Varsovie. Les résultats définis par Sollac et Renault ont été obtenus à partir d'essais de traction. Par conséquent, leurs résultats ont été convertis en mesures équivalentes de cisaillement par les relations suivantes ($\epsilon = \Gamma / \sqrt{3}$; $\sigma = \sqrt{3}\tau$). Sur la figure 1-36-a-b, on constate qu'après correction, les résultats de l'IPPT et du LPM sont équivalents. Par contre, une différence significative entre les courbes de double cisaillement et de traction subsiste. Cette différence résulte probablement des différents plans de glissement mis en jeu lors des sollicitations et des interactions différentes entre les dislocations [30-31]. Ungar et al. [30] ont également démontré que pour un taux de contrainte fixé, la densité de dislocations est quatre fois plus importante en cisaillement en comparaison de la traction. Ceci conduit à une déformation plus intense en cisaillement induisant une différence sur les courbes globales contrainte-déformation.

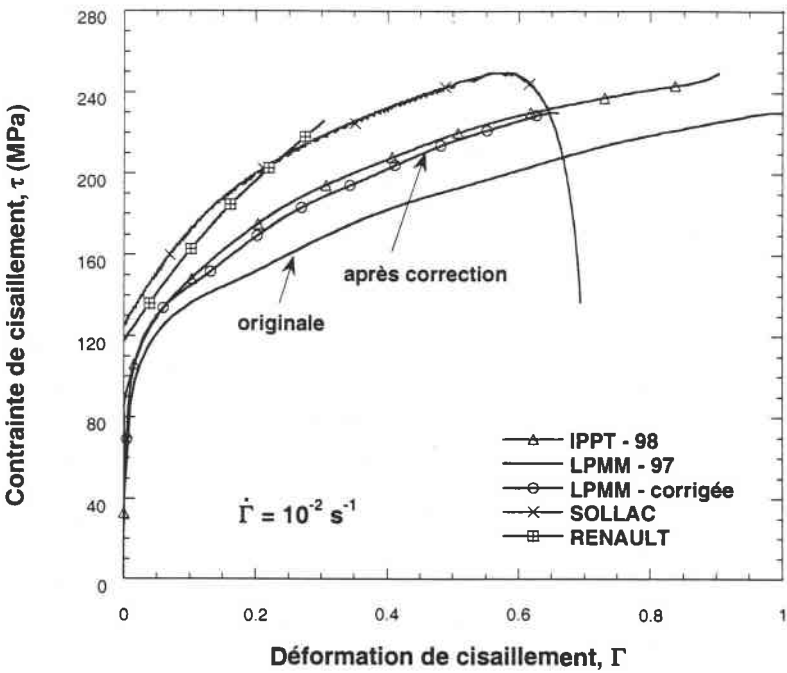


Fig. 1-36-a : Résultats expérimentaux après correction
a - $\dot{\Gamma}=10^{-2} \text{ s}^{-1}$

a)

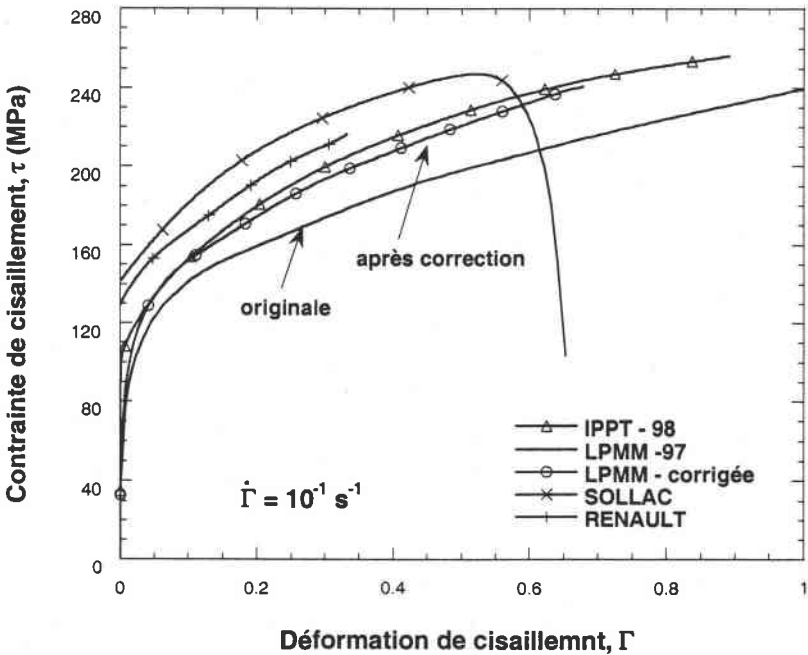


Fig. 1-36-b : Résultats expérimentaux après correction
b - $\dot{\Gamma}=10^{-1} \text{ s}^{-1}$

b)

Les résultats de traction et de double cisaillement étant identiques pour l'ensemble des groupes de travail (LPMM, SOLLAC, IPPT-Varsovie, RENAULT), une interprétation des phénomènes physique observés durant les essais peut être envisagée.

VI - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX DE DOUBLE CISAILLEMENT

VI-1 Caractéristiques chimiques et métallurgiques de l'acier ES

Le matériau que nous avons étudié est produit par le groupe SOLLAC-Florange. Il est utilisé pour la conception des organes de carrosserie en construction automobile. Ce matériau nous a été livré sous forme de tôle laminée à froid d'épaisseur 0.8 mm. A la fin de son élaboration, un recuit de 28h a été réalisé de façon à réduire partiellement l'intensité des contraintes internes ainsi que l'anisotropie due au laminage et au skin pass. La composition chimique de l'acier ES (Emboutissage Supérieur) est donnée dans le Tab. 1-3, avec une taille moyenne des grains de 18.7 μm .

Mn	Al	Cr	C	Ni	S	Cu	Si	P	N	Ti
0.203%	0.054%	0.041%	0.03%	0.018%	0.011%	0.009%	0.009%	0.008%	0.0063%	0.002%
C	CFC	CC	H	CFC	O	CFC	CD	O		HC

C : Cubique; CFC : Cubique face centrée, CC : Cubique centré, H : Hexagonal, O : Orthorhombique, CD : Cubique diamant, HC : Hexagonal compact

Tab. 1-3 : Composition chimique de l'acier ES et structure des éléments d'addition

L'apport d'éléments en addition avec le carbone permet de modifier les caractéristiques des matériaux, notamment par leur comptabilité à s'allier avec le carbone C. Les éléments présentant une bonne affinité avec le carbone présent dans l'acier ES sont, Le Titane (T_i), le Molybdène (M_n) et le Chrome (C_r). Ces éléments additifs induisent la formation de carbures augmentant la résistance du matériau. Ainsi, les propriétés d'un acier seront fortement influencées par la teneur en carbone. Quant à l'effet du Cuivre et du Nickel, ils permettent d'abaisser la température de transformation $\alpha \rightarrow \gamma$, augmentant la finesse de la perlite et sa dureté. Les figures suivantes montrent, d'une part, la distribution des grains avant déformation (Eprouvette non déformée) et, d'autre part, une éprouvette ayant subi une déformation de cisaillement égale à 100% pour une vitesse de déformation de 10^2 s^{-1} .

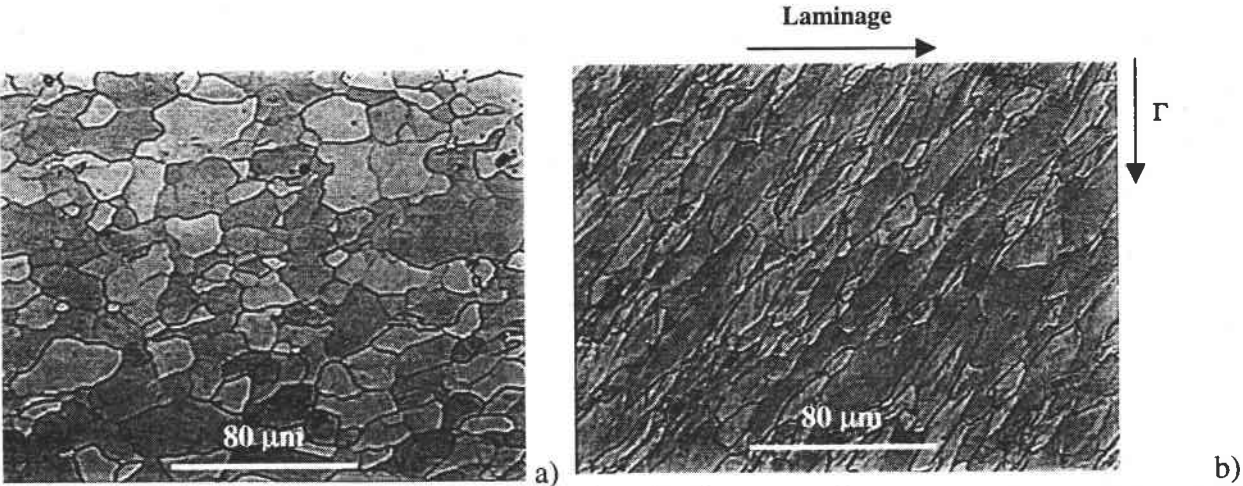


Fig. 1-37 : a) observation microscopique de l'orientation des grains d'une éprouvette sans déformation, b) microstructure après déformation de la zone cisailée, acier ES, $\dot{\Gamma} = 10^2 \text{ s}^{-1}$

Lors des essais de cisaillement, la sollicitation Γ s'est faite perpendiculairement à la direction de laminage Fig. 1-37. L'observation de la figure1-37-a montre que les grains n'ont pas de direction privilégiée après laminage. Lors des essais dynamiques, le chargement a été réalisé par le biais d'un projectile à fond plat fabriqué en acier haute résistance caractérisé par une masse de 150 g et un diamètre de 20 mm.

Dans le cas de la traction, le matériau est sollicité dans la direction de laminage. Des tests réalisés à 45° et 90° ont montré que le matériau présente les mêmes caractéristiques quelque soit la direction de sollicitation.

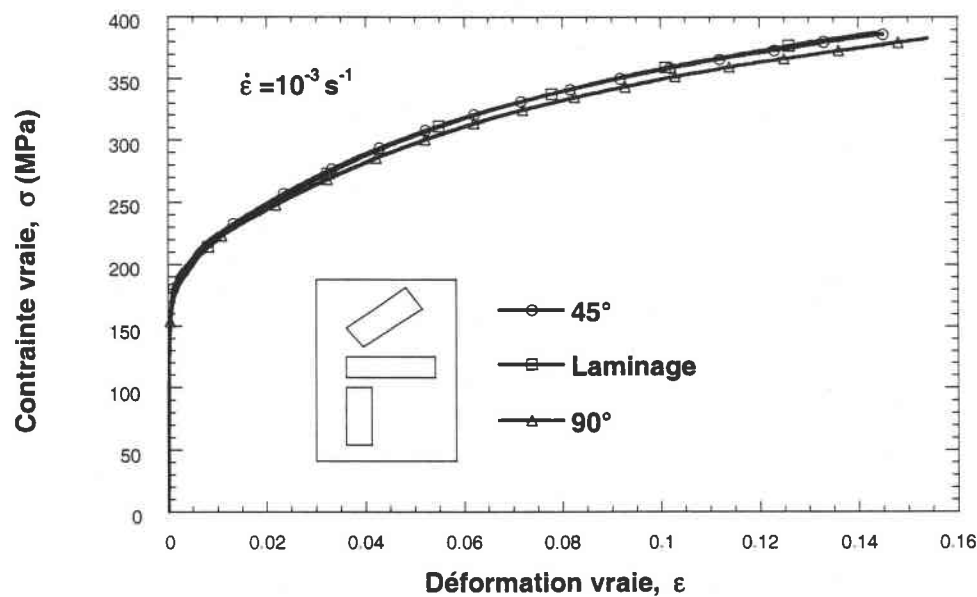


Fig. 1-38 : Influence de la direction de sollicitation sur les courbes $\sigma - \epsilon$ en traction, acier ES

Pour chaque vitesse de déformation et température, trois essais ont été réalisés. Les dispersions étant très faibles entre les essais, seules les courbes moyennes seront représentées et serviront pour l'étude du comportement thermoviscoplastique de l'acier ES.

VI-2 Sensibilité à la vitesse de déformation

Les premières mesures physiques exploitables avec ce type d'essais sont les courbes contrainte-déformation, Fig. 1-39. Il apparaît une augmentation de la contrainte d'écoulement avec la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$. Cette sensibilité à la vitesse de déformation m de la contrainte est définie par :

$$m_{\tau} = \left. \frac{\partial \log \tau}{\partial \log \dot{\Gamma}} \right|_{\Gamma, T}$$

ou

$$\beta_{\tau} = \left. \frac{\partial \tau}{\partial \log \dot{\Gamma}} \right|_{\Gamma, T}$$

(1-32)

où β_{τ} est la sensibilité à la vitesse de déformation et m_{τ} la sensibilité logarithmique. Plus la vitesse de déformation de l'essai est importante, plus l'augmentation de la contrainte est prononcée, Fig. 1-35.

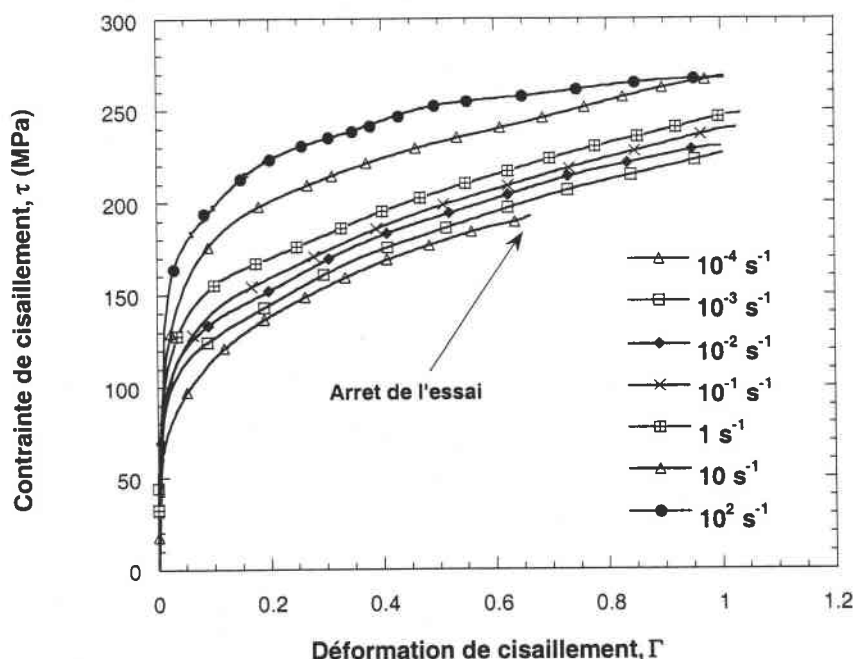


Fig. 1-39 : Résultats expérimentaux obtenus en double cisaillement, $10^{-4} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^2 \text{ s}^{-1}$, acier ES

Ceci traduit une augmentation de la sensibilité à la vitesse de déformation. Pour les vitesses plus élevées, $\dot{\Gamma} \geq 100 \text{ s}^{-1}$, l'allure des courbes est modifiée notamment par la présence d'un adoucissement thermique Fig. 1-40. Celui-ci résulte de l'élévation de la température locale au cours de l'essai. Cette vitesse de déformation caractéristique correspond à la vitesse transitoire du régime isotherme-adiabatique. Dans ce cas, le temps de chargement est court ($t = 0.01 \text{ s}$ pour une déformation $\Gamma = 1$) et la température n'a pas le temps de s'évacuer uniformément dans l'éprouvette. Pour cette vitesse, une compétition importante existe entre l'adoucissement thermique et l'écrouissage. Lorsque l'écrouissage n'est plus suffisant pour compenser les effets thermiques, la globalité des tendances fait apparaître un écrouissage négatif (adoucissement). A ce stade, il sera possible de définir un point d'instabilité plastique correspondant au point $d\tau/d\Gamma = 0$. Ce point d'instabilité est le début du processus de localisation de la déformation plastique dont le stade final est la rupture. Pour la vitesse de déformation, $\dot{\Gamma} = 10^3 \text{ s}^{-1}$, la réponse du matériau est sensiblement différente en début de chargement, Fig. 1-40. Celle-ci se traduit par l'apparition d'un pic de contrainte important (600 MPa). Ensuite, le matériau présente un écrouissage nul, traduisant un plateau athermique suivi d'une rupture par cisaillement adiabatique [18], la déformation maximale de cisaillement à la rupture pour une vitesse de déformation $\dot{\Gamma} = 10^3 \text{ s}^{-1}$ est de $\Gamma = 0.5$, Fig. 1-40. L'intensité de la déformation décroît avec la vitesse de déformation.

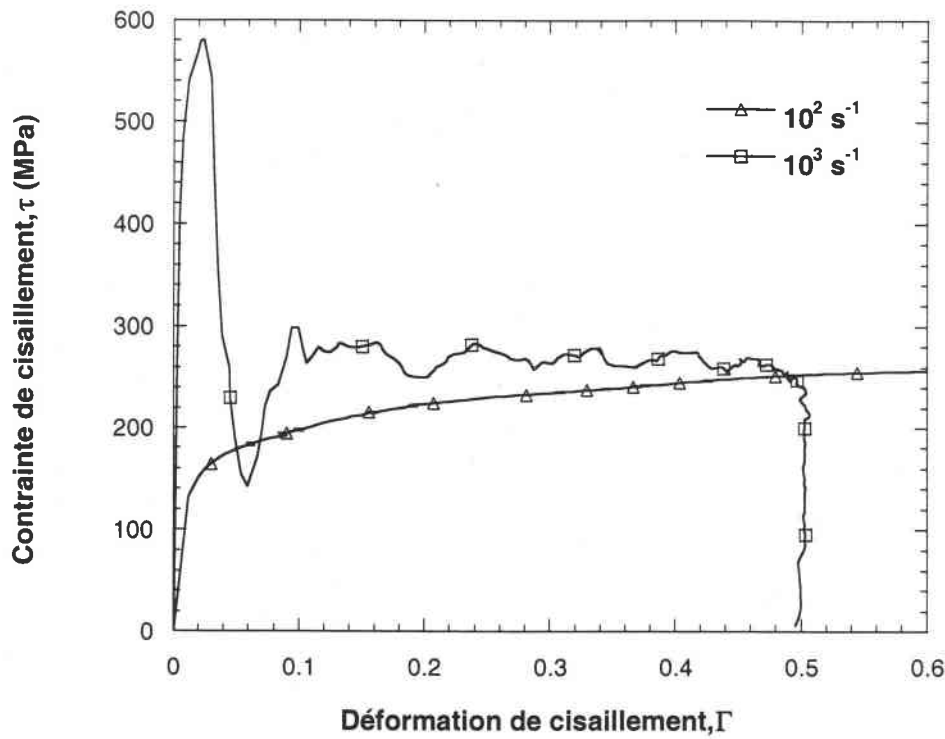


Fig. 1-40 : Résultats expérimentaux obtenus en double cisaillement, $10^2 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$, acier ES

Ce pic de contrainte s'explique de différentes façons. Il résulte, d'une part, de l'inertie générée lors de l'impact éprouvette-projectile, d'autre part, il peut être lié à la microstructure et plus particulièrement à la densité de dislocations et à la présence d'atomes étrangers comme le carbone et l'azote. Ainsi, en début de chargement, les dislocations présentes après laminage restent bloquées par les atmosphères de Cottrell. Ainsi pour accommoder la déformation, de nouvelles dislocations mobiles se créent induisant une forte augmentation instantanée de la contrainte de cisaillement τ , Zone I, Fig. 1-41. Ensuite, ces dislocations mobiles se mettent en mouvement provoquant une chute brutale de la contrainte pour une déformation de l'ordre de 0.03, Zone II, Fig. 1-41.

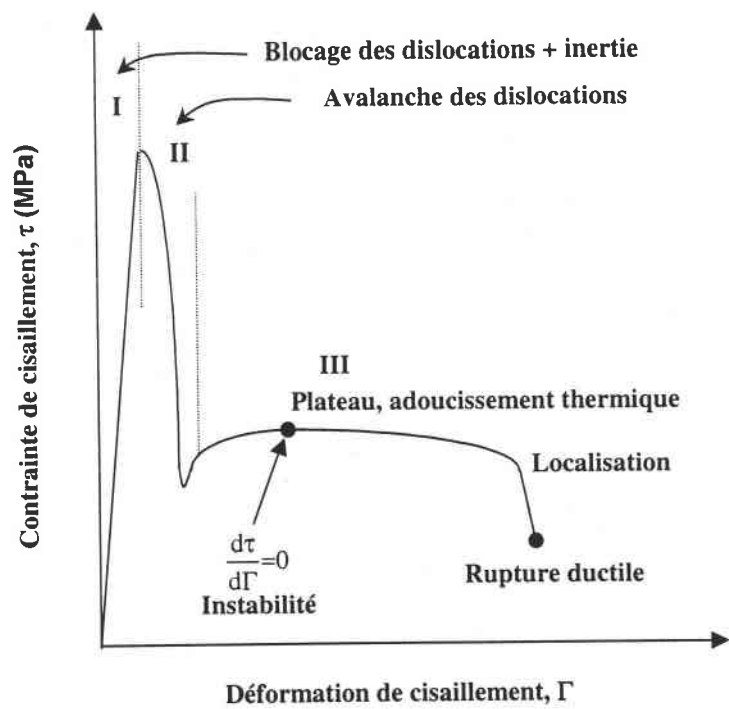


Fig. 1-41 : Représentation schématique des phénomènes physiques rencontrés en chargement dynamique

Le processus de déformation suivant est quant à lui semblable à ceux rencontrés en chargement quasi-statique, Zone III, avec une compétition entre la multiplication et l'annihilation des dislocations mobiles et immobiles. De nombreux travaux expérimentaux confirment ces observations et démontrent que l'amplitude du pic de contrainte en début de chargement s'amplifie avec la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$, Fig. 1-42.

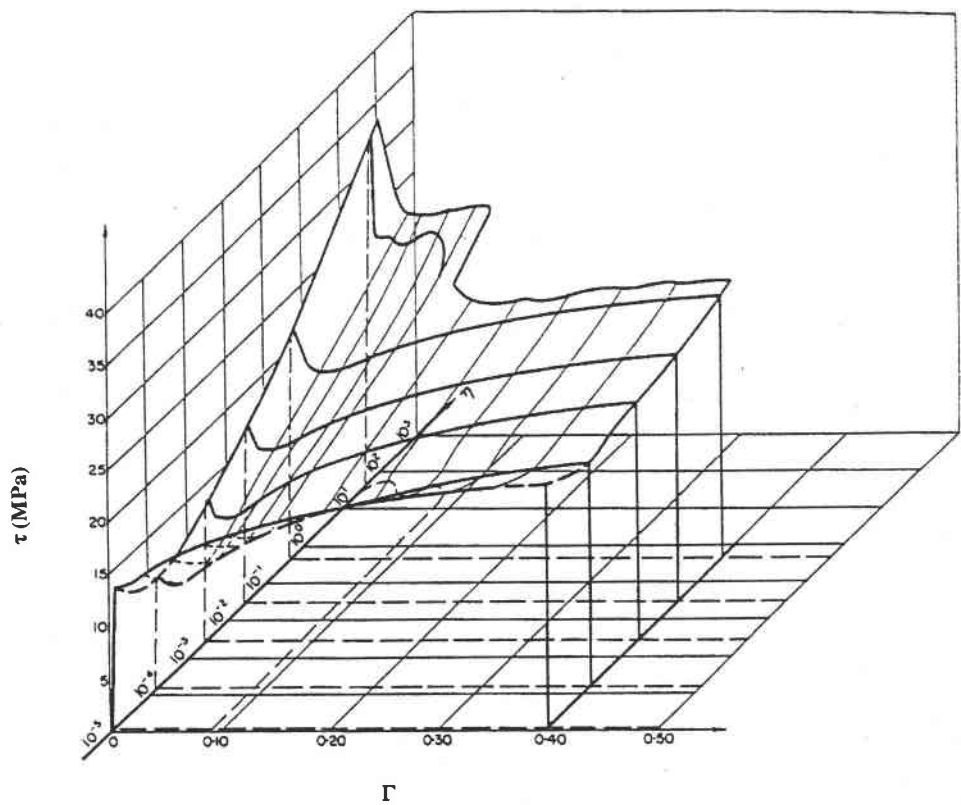


Fig. 1-42 : Effet de la vitesse de déformation sur le pic de contrainte en début de chargement obtenu à partir d'essai de torsion sur un acier Armco (0.05% de carbone) [32]

L'augmentation de la pureté du matériau permet également de réduire l'intensité de ce pic en début de chargement [33] comme le montre les figures suivantes.

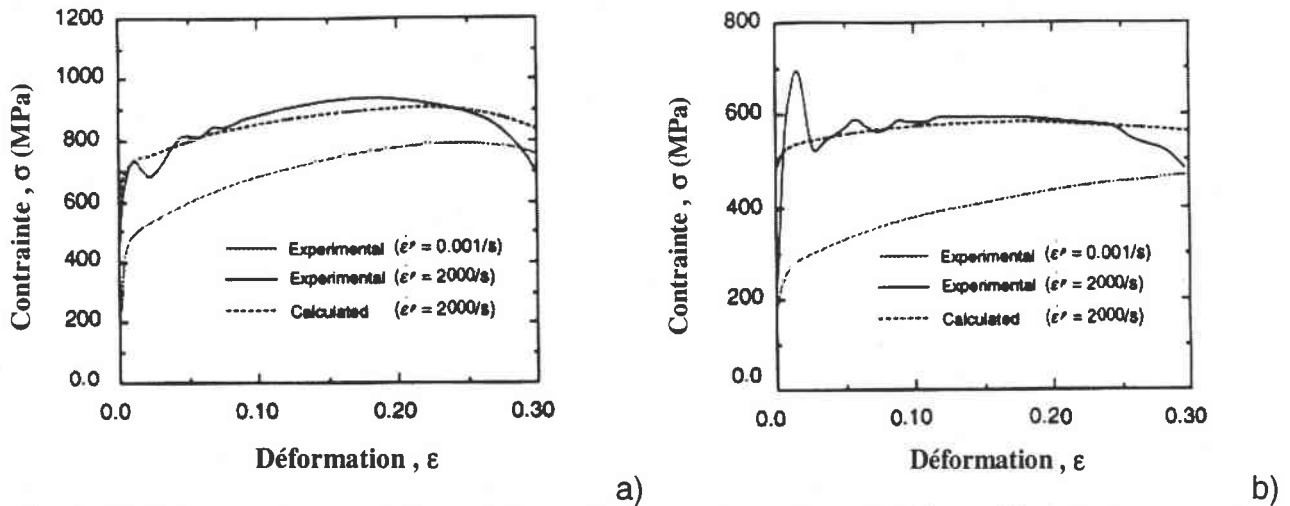


Fig. 1-43 : Influence des propriétés métallographiques sur le pic de contrainte en début de chargement
a) acier au carbone, b) acier ferritique [33]

Avec l'ensemble des résultats contrainte-déformation, il est possible de quantifier la sensibilité à la vitesse de déformation en fonction du taux de déformation.

VI-2-1 Evolution de la sensibilité à la vitesse de déformation

On constate couramment dans la littérature [34-35-36-37-38] que l'augmentation de la vitesse de déformation induit sur les matériaux à structure CC une forte augmentation de la limite élastique par contre l'écrouissage est moins influencé Fig. 1-39 et 1-42. Au contraire, sur les structures CFC, ces effets sont inversés. Sur la Fig. 1-42, on note également l'apparition de deux limites de contrainte (limite inférieure et supérieure d'écoulement). Des travaux entrepris par Rosenfield et Hahn en 1966 [39] dans ce domaine ont permis de définir trois domaines distincts de sensibilité à la vitesse de déformation. Le premier domaine où la vitesse de déformation varie de $10^{-6} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ est relativement insensible. Dans cette zone, les mécanismes athermiques sont prédominants. Le second domaine se situe dans une plage de vitesses comprises entre $10^{-3} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$. Dans celui-ci, les matériaux CC présentent une sensibilité quasi-linéaire et les mécanismes thermoactivés sont prépondérants. Enfin, pour les vitesses de déformation très élevées $\dot{\epsilon} \geq 10^3 \text{ s}^{-1}$, la contrainte d'écoulement plastique est fortement influencée par la vitesse de déformation. Pour ces vitesses dites dynamiques, les mécanismes d'amortissement visqueux sont prédominants, le matériau se comporte comme un fluide visqueux. A partir de l'ensemble de nos résultats expérimentaux obtenus pour l'acier ES, nous avons cherché à quantifier l'intensité de la sensibilité logarithmique Eq. 1-37 à la vitesse de déformation. Celle-ci est de l'ordre de $0.026 < m_{\dot{\epsilon}} < 0.047$, Fig. 1-44. Cette sensibilité est fonction de la vitesse de déformation et décroît avec la déformation.

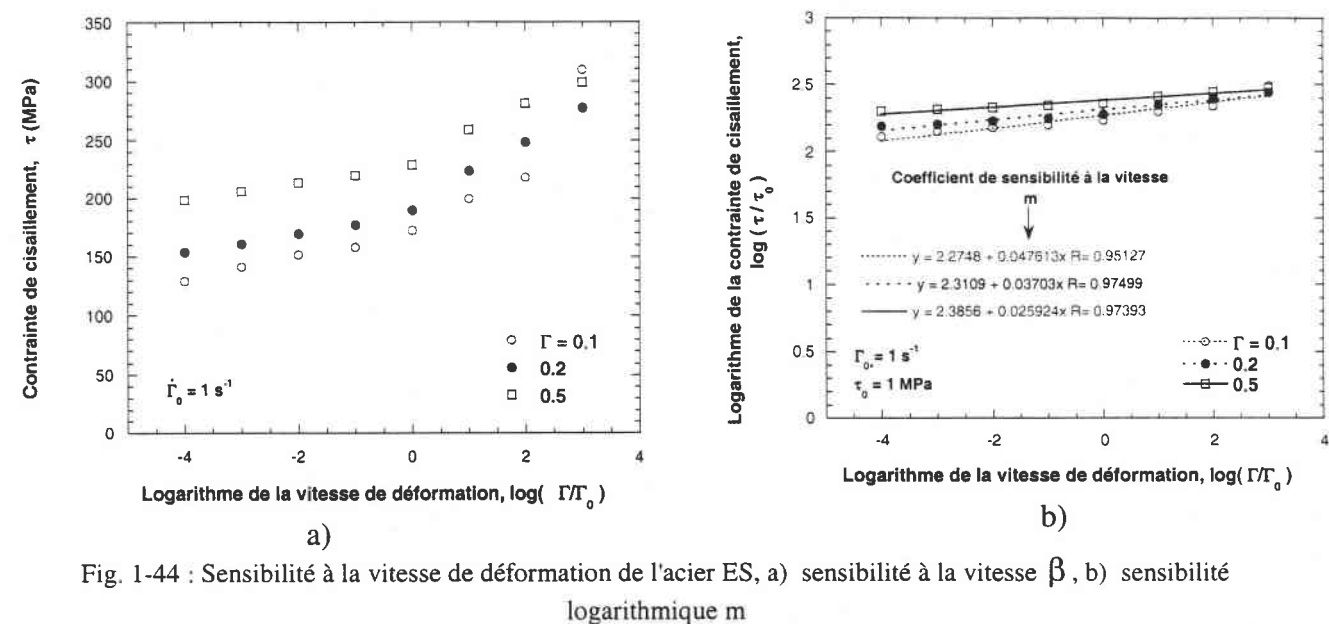


Fig. 1-44 : Sensibilité à la vitesse de déformation de l'acier ES, a) sensibilité à la vitesse β , b) sensibilité logarithmique m

Ces valeurs trouvées expérimentalement sont en accord avec celles définies couramment dans la littérature. Dans notre cas, le début d'augmentation de la sensibilité à la vitesse de déformation se situe aux alentours de 1 s^{-1} . La sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation obtenue à partir des essais de traction ($m_\sigma = (\partial \log \sigma / \partial \log \dot{\epsilon})_{\epsilon, T}$) est également du même ordre, $0.03 \leq m_\sigma \leq 0.04$, Fig. 1-45.

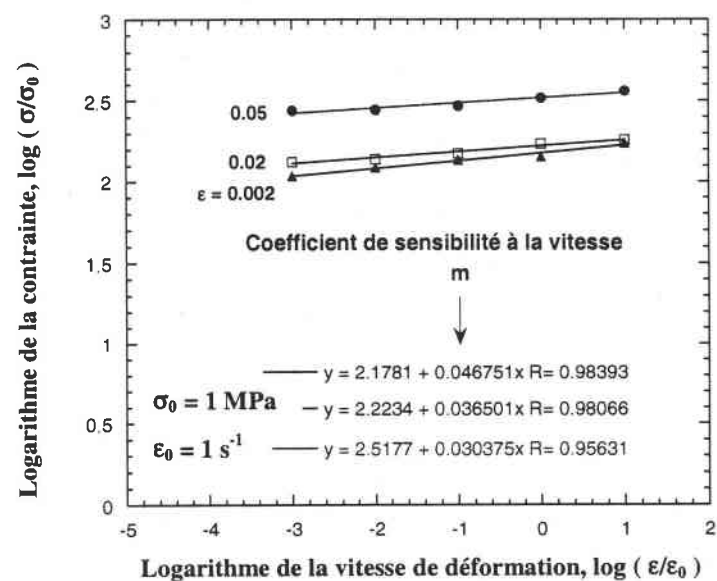


Fig. 1-45 : Sensibilité à la vitesse de déformation de l'acier ES en traction

Observant, une forte influence de la vitesse de sollicitation sur le comportement global du matériau, nous avons cherché à quantifier l'évolution de vitesse de sollicitation $\dot{\Gamma}$ au cours des essais afin de vérifier si celle-ci reste contante durant le processus de chargement.

VI-2-2 Evolution de la vitesse de déformation lors des essais de double cisaillement

La vitesse de déformation est définie respectivement par l'équation 1-7 et 1-25 selon le type de chargement quasi-statique ou dynamique. Les résultats expérimentaux obtenus à partir de ces relations sont présentés sur les figures 1-46 et 1-47. Ainsi, en chargement quasi-statique, la vitesse de déformation reste constante au cours de l'essai Fig. 1-46. En effet, durant les essais, une vitesse de traverse est imposée. Cette vitesse est ensuite régulée par un système d'asservissement. Cependant, à $\dot{\Gamma} = 100\text{ s}^{-1}$, la vitesse de déformation commence à osciller résultant des vibrations de la machine. Cette vitesse de 100 s^{-1} correspond à la vitesse de déformation maximale qu'il est possible d'atteindre sur ce type de machine de traction hydraulique. Cette remarque reste vraie en traction puisque les machines de sollicitations sont identiques. Par contre, en chargement dynamique, la vitesse de déformation passe par un maximum et décroît faiblement avec la déformation Fig. 1-47, passant d'une vitesse de déformation maximale de 1230 s^{-1} à 570 s^{-1} . Soit un rapport de vitesse de déformation égale à deux. Cette variation de vitesse de déformation peut expliquer la présence du pic de contrainte en début du chargement, Fig. 1-40, puisque l'augmentation de la vitesse fait croître la contrainte. Cette diminution de la vitesse d'impact résulte de la résistance intrinsèque au matériau qui freine l'avance du projectile. Cette résistance est liée essentiellement à la limite élastique et ensuite à la contrainte d'écoulement. Au cours du processus de déformation la vitesse de déformation moyenne apparaît comme suit :

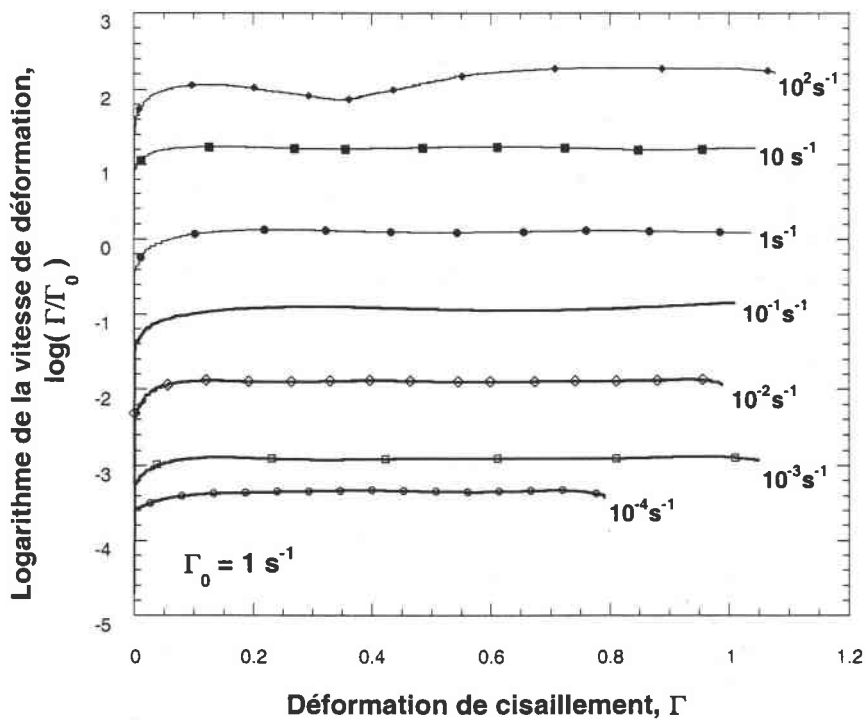


Fig. 1-46 : Histoire des vitesses en chargement quasi-statique, $10^{-4}\text{ s}^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^2\text{ s}^{-1}$, acier ES

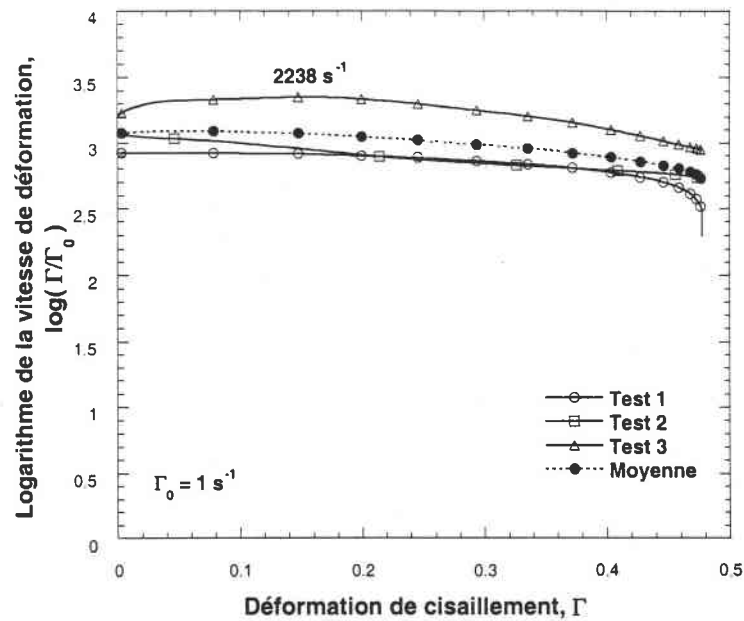


Fig. 1-47 : Histoire des vitesses en chargement dynamique, $\dot{\Gamma} \approx 10^3 \text{ s}^{-1}$, acier ES

La vitesse de déformation maximale $\dot{\Gamma}$ obtenue avec cette configuration expérimentale est de l'ordre de 2000 s^{-1} . Lors des chargements dynamiques, nous observons également l'apparition d'un mode de rupture rapide par propagation d'une bande de cisaillement adiabatique le long d'une arête de l'entaille Fig. 1-48. Ce mode de rupture résulte d'une forte localisation de la déformation induisant une augmentation locale de la température et conduisant à un cycle auto-catalytique catastrophique responsable de la rupture prématurée du matériau. Sur cette observation, on constate que les parties servant à la fixation de l'éprouvette (partie gauche de la photo) ne sont pas déformées. Seule la zone utile de l'éprouvette a subi un fort cisaillement indiquant que la géométrie retenue est parfaitement optimisée pour ce type d'essai.

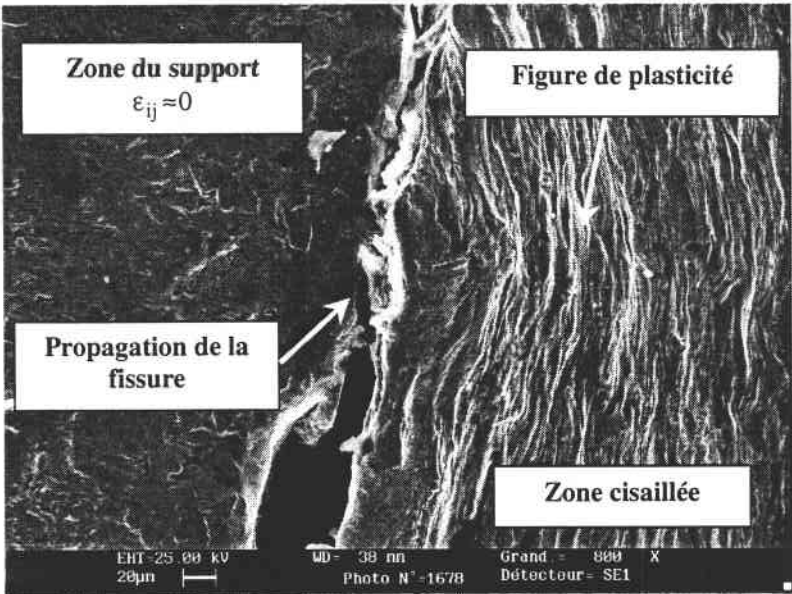


Fig. 1-48 : Présentation du mode de rupture en chargement dynamique, $\dot{\Gamma} \approx 500 \text{ s}^{-1}$, acier ES

Comme, nous l'avons cité précédemment l'augmentation locale de la température conduit à l'apparition d'instabilité induisant une forte localisation de la déformation dans ces zones à fort gradient de température. Nous avons cherché à quantifier la sensibilité à la température de l'acier ES.

VI-3 Sensibilité à la température

La température joue un rôle inverse à la vitesse de déformation. En effet, une augmentation de la température aura pour conséquence de réduire la contrainte d'écoulement, Fig. 1-49. Lors de la déformation dynamique, un échauffement important apparaît au sein de l'éprouvette et conduit à un mode de déformation adiabatique. Lorsque l'effet de la température (effet adoucissant) est supérieur à écrouissage (durcissement), celui-ci devient négatif en raison de l'adoucissement thermique [39]. On note également trois domaines distincts définis à partir de la température de fusion T_m . Dans la première zone Fig. 1-49, la contrainte diminue fortement avec la température tant que celle-ci n'atteint pas $T_m/3$. Cette décroissance s'explique par la dominance des mécanismes de déformation thermoactivés. Dans le second domaine, la contrainte reste insensible à la température (plateau athermique) pour une plage de température comprise entre $T_m/3 \leq T \leq T_m/2$. Dans ce cas, la déformation découle des obstacles non localisés et reste peu influencée par l'agitation thermique. La déformation résulte essentiellement de la contrainte appliquée. Par contre, pour les températures, $T \geq T_m/2$, le matériau présente à nouveau une forte sensibilité à la température se traduisant par une chute de la contrainte. Pour ce domaine de température, l'activation thermique contribue fortement au mouvement des dislocations responsable de la déformation plastique.

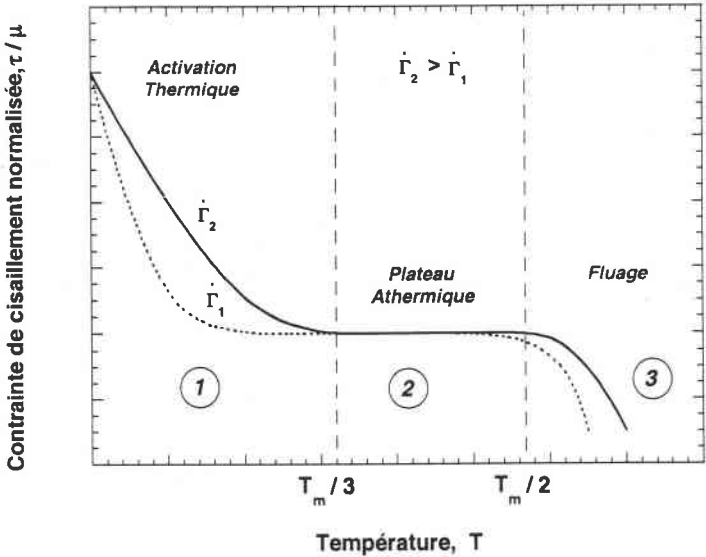


Fig. 1-49 : Evolution schématique de la contrainte de cisaillement normalisée avec la température pour deux vitesses de déformation [39]

La sensibilité à la température v est définie par la relation suivante :

$$v_{\tau} = - \left. \frac{\partial \tau}{\partial T} \right|_{\dot{\gamma}, \dot{\epsilon}}$$

(1-38)

Les résultats expérimentaux obtenus par Campbell et Ferguson en 1969 [12] montrent clairement l'influence de la température et de la vitesse de déformation. A partir de ces résultats, trois zones distinctes sont définies (I, II et IV), Fig. 1-50. Dans la zone I, la sensibilité à la vitesse de déformation présente une faible dépendance à la température. Dans la zone II, la sensibilité à la température et à la vitesse de déformation reste linéaire mais augmente rapidement. Par contre, dans la zone IV, une forte sensibilité est observée. Cependant, aux basses températures ($T = 195\text{ K}$ et $T = 225\text{ K}$), la sensibilité à la vitesse peut ne pas être affectée par la température en raison d'un mode de rupture fragile couramment observé à basse température.

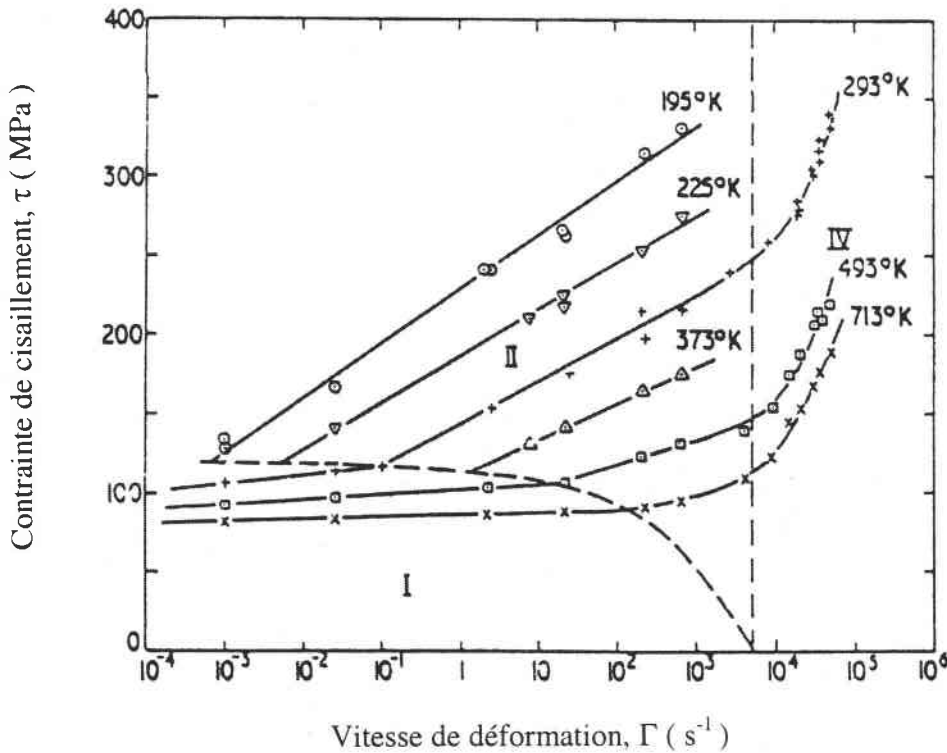


Fig. 1-50 : Effet de la température et de la vitesse de déformation sur un acier En3B [12]

Parfois, la température peut contribuer à augmenter la contrainte d'écoulement pour de faibles vitesses de déformation [40]. Ce phénomène est appelé vieillissement dynamique [41-42] du matériau et résulte d'une diffusion des atomes de carbone présents dans le matériau vers les dislocations créant une augmentation notable de la contrainte d'écoulement pour un certain domaine de température. Les dislocations étant bloquées par une atmosphère de Cottrell, il est nécessaire de produire de nouvelles dislocations pour accommoder la déformation plastique Fig. 1-51. On constate que ce domaine est fonction de la vitesse de déformation Fig. 1-52.

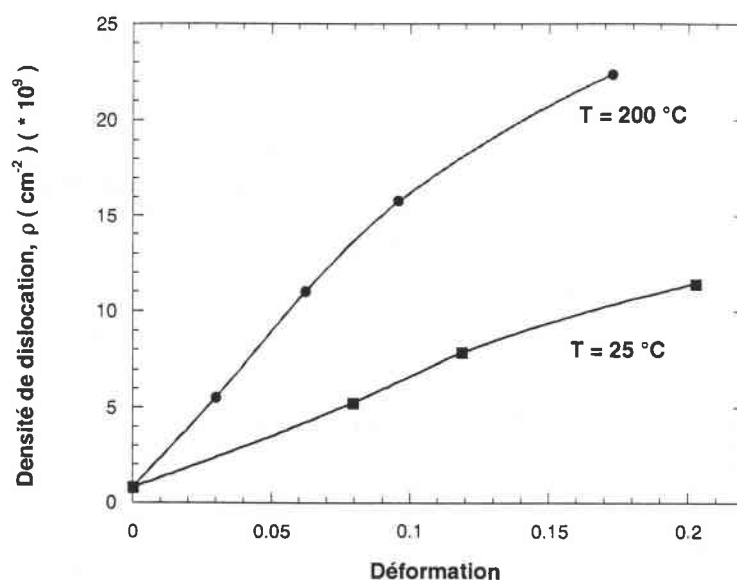


Fig. 1-51 : Evolution de la densité de dislocation totale avec la déformation et la température obtenu pour un acier à 0.035 % de carbone [43]

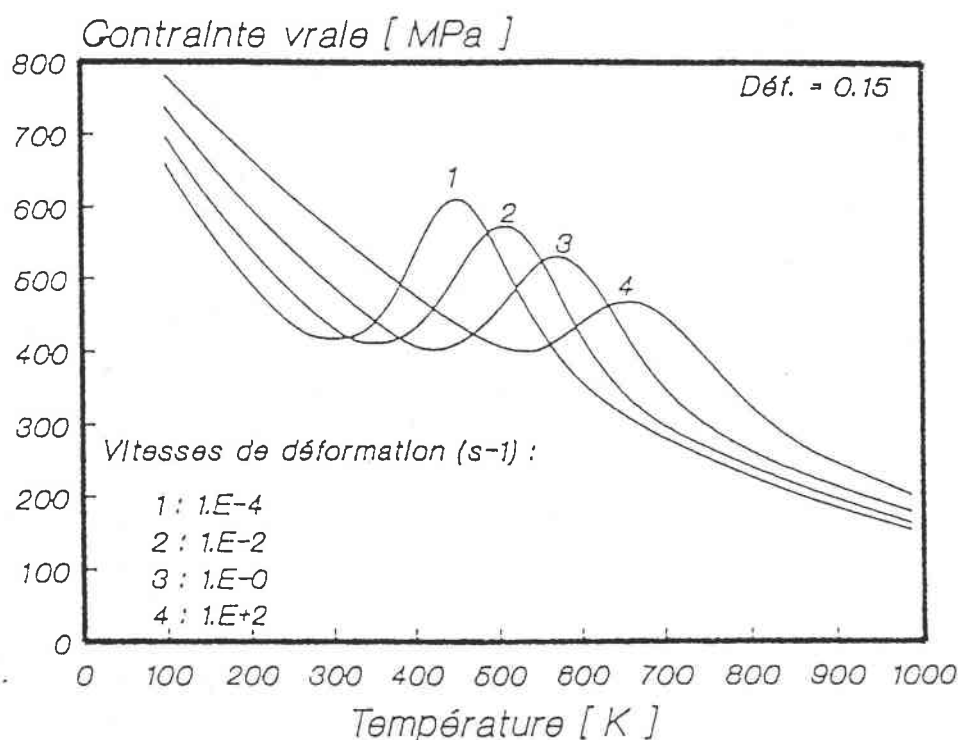


Fig. 1-52 : Evolution du domaine de vieillissement dynamique pour un acier XC18 avec la vitesse de déformation, résultats numériques [41]

Cependant, au delà d'une certaine température, le vieillissement dynamique disparaît, Fig. 1-47. Ainsi, la contrainte continue à décroître avec la température. A noter que ce phénomène de vieillissement dynamique a été observé pour l'acier ES Fig. 1-55. Les résultats expérimentaux obtenus pour l'acier ES, pour trois températures ($T = 243\text{ K}$, 300 K , 373 K) et vitesses de déformation apparaissent sur les Fig. 1-53 et 1-54.

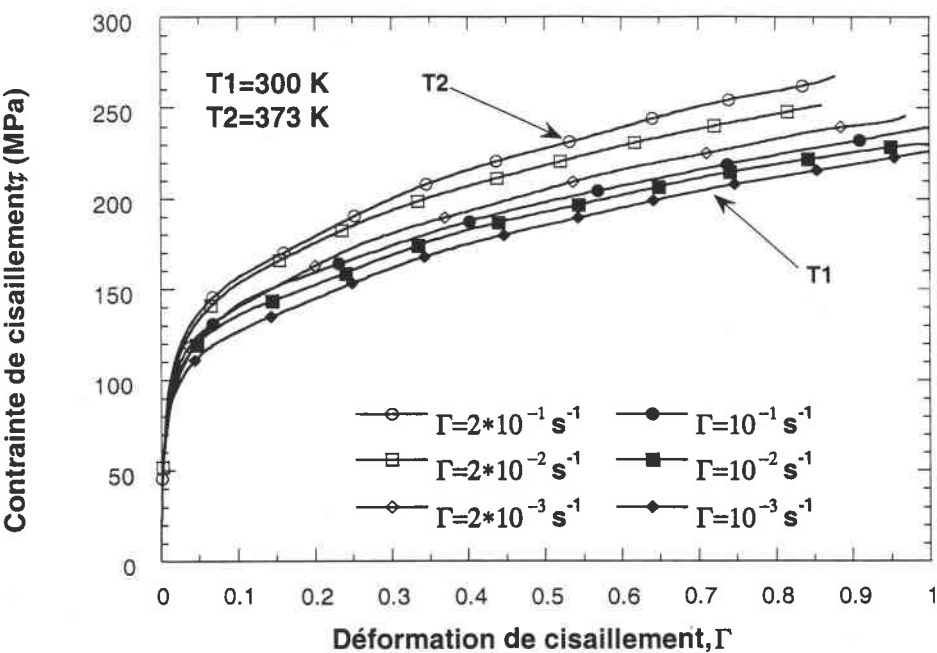


Fig. 1-53 : Courbe contrainte-déformation de l'acier ES pour différentes vitesses de déformation et températures

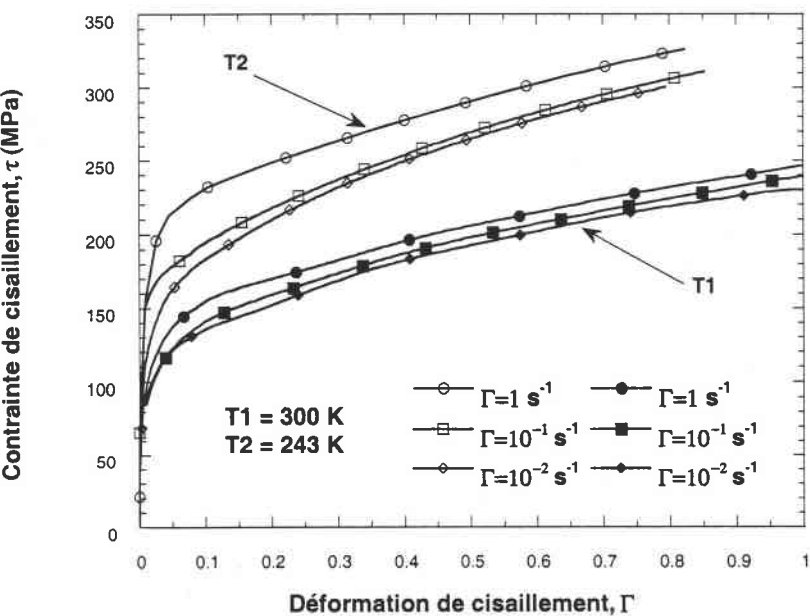


Fig. 1-54 : Courbe contrainte-déformation de l'acier ES pour différentes vitesses de déformation et températures

On constate ainsi que la contrainte de cisaillement augmente de 11 à 15 % avec la température pour une déformation fixée. L'acier ES présente donc un comportement sujet au vieillissement dynamique. Cet aspect observé expérimentalement sera négligé dans la suite.

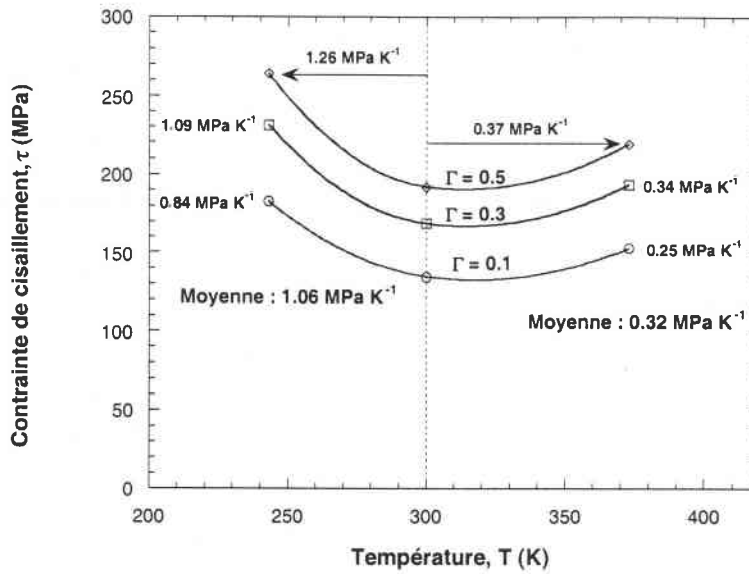


Fig. 1-55 : Courbe contrainte-température de l'acier ES pour différentes déformations, apparition d'un vieillissement dynamique

En conclusion de ce paragraphe, on note l'importance du couplage de la température T et de la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$ sur la réponse globale du matériau. L'observation des résultats bibliographiques et ceux obtenus lors de nos expériences montre clairement que les phénomènes thermiquement activés sont prépondérants dans les structure CC ce qui leur inflige une forte sensibilité à la température

VII - CONCLUSIONS

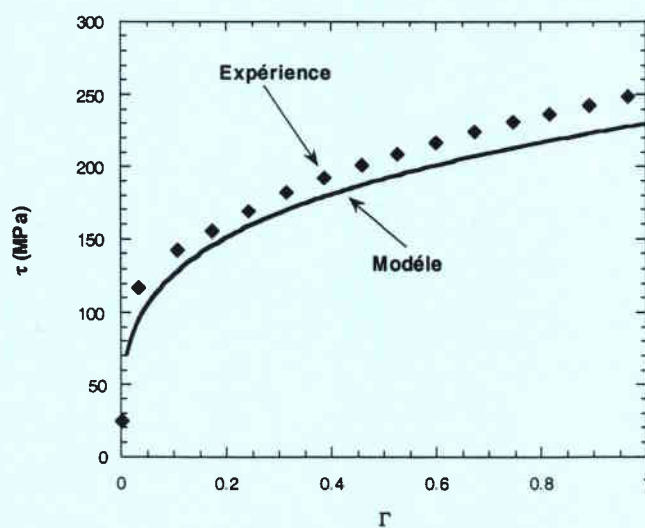
L'analyse expérimentale proposée pour la caractérisation thermoviscoplastique de l'acier ES a montré la difficulté de définir le système expérimental et de mesurer les grandeurs physiques comme la déformation et la contrainte de cisaillement en chargement dynamique. Pour caractériser précisément le matériau, une analyse numérique a été nécessaire pour éliminer les perturbations intrinsèques à l'expérience. Les essais dynamiques employant la technique des barres de Hopkinson sont très complexes à mettre en place, notamment pour la partie mesure, en raison de la faible durée des essais qui est de l'ordre de $500 \mu\text{s}$ pour une vitesses de déformation de l'ordre de $2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$. Soit une vitesse d'impact modérée égale à 6 m/s .

Grâce à ce dispositif original, le comportement viscoplastique de l'acier ES a pu être défini. Celui-ci présente une sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation m de l'ordre de 0.03 pour des vitesses de déformation inférieures à 10^3 s^{-1} . Au delà, la sensibilité augmente rapidement en raison du comportement pseudo-visqueux du matériau. Cette étude expérimentale a également permis de démontrer que le matériau présente une forte influence de la température. Ceci se traduit par l'apparition du phénomène de vieillissement dynamique, induisant une élévation de la contrainte avec la température, dans une certaine plage de vitesse et de température ($T \geq 373 \text{ K}$).

Une déformation critique de rupture a pu être définie en chargement dynamique. En effet, lors des chargement dynamiques, celle-ci, se fait par propagation d'une bande de cisaillement adiabatique, en raison de la forte augmentation de température locale et de la déformation.

CHAPITRE II

MODELISATION THERMOVISCOPLASTIQUE



I - INTRODUCTION

Disposant d'un grand nombre de résultats expérimentaux de double cisaillement et de traction, une modélisation thermoviscoplastique de l'acier ES a été effectuée. La modélisation du comportement mécanique des matériaux est un domaine majeur en mécanique, puisqu'elle permet d'aboutir à des lois de comportement de plus en plus sophistiquées permettant de faire des calculs prévisionnels sur la tenue des structures sous sollicitations dynamiques comme les crashes et la mise en forme rapide. Dans notre étude, nous avons cherché à modéliser le comportement thermoviscoplastique de l'acier ES en appliquant les fondements physiques définis dans les modèles basés partiellement sur la théorie des dislocations. La formulation finale proposée permet de prendre en compte, à la fois les effets de la vitesse de déformation et de la température. Elle est de la forme $\tau = f(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)$. Celle-ci sera ensuite utilisée pour simuler diverses opérations telle que la traction dynamique et la perforation en régime adiabatique. Dans la suite de ce chapitre, nous présenterons succinctement les mécanismes de déformation responsables de l'écoulement plastique des matériaux et les nombreuses formulations thermoviscoplastiques existantes dans la littérature.

II - MECANISME DE DEFORMATION PLASTIQUE

Lorsqu'un matériau est sollicité sous une contrainte inférieure à la limite élastique, le matériau subit une déformation réversible nommée déformation élastique ϵ_e . Cet état résulte d'une extension de la distance inter-atomique. Par contre, au-dessus de la limite élastique, le matériau subit une déformation irréversible appelée déformation plastique ϵ_p . A l'échelle microscopique, ce processus irréversible résulte du mouvement des dislocations créées lors de la sollicitation du matériau. Durant leur déplacement, les dislocations réagissent entre elles et avec le réseau cristallin. Au cours de leurs évolutions, elles doivent franchir de nombreux obstacles comme les interstices, les vallées de Peierls et les précipités. Pour franchir ces obstacles, quatre mécanismes peuvent être employés [44], à savoir, les mécanismes liés au fluage (diffusion des atomes), les mécanismes athermiques, les mécanismes thermiquement activés et les mécanismes d'amortissement. Chaque mécanisme est fonction de la vitesse de déformation et de la température, nous allons décrire les deux mécanismes que nous allons utiliser par la suite, les mécanismes athermiques et thermiquement activés. Le mécanisme athermique apparaît pour les faibles vitesses de déformation et pour des températures comprises entre $T_m/5 \leq T \leq T_m/2$. On note ainsi, une décroissance faible de la contrainte d'écoulement avec la température. Par contre, celle-ci est fortement influencée par la structure cristalline et plus particulièrement par la taille des grains D , la distance moyenne entre les macles Δ et la taille des sous grains d [45]. De ces considérations Klepaczko, propose une relation permettant de décrire la contrainte d'écoulement dans la zone des mécanismes de déformation athermiques sous la forme :

$$\tau_\mu = \alpha_1 \mu b \sqrt{\rho} + \alpha_2 \mu b \sqrt{\frac{b}{d}} + \alpha_3 \mu b \sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_4 \mu b \sqrt{\frac{b}{\Delta}} \quad (2-1)$$

où les α_i sont des termes d'interaction.

L'ensemble des obstacles décrits ci-dessus crée un champ de contrainte dont le rayon d'action est de l'ordre de dix distances atomiques [46]. Dans ce cas, nous parlerons de champs de contrainte à longue distance. La contrainte τ_μ permet en quelque sorte de faire émerger les dislocations qui existent dans le cristal. Elle est indépendante de la température et de la vitesse de déformation mais augmente avec l'écrouissage. Elle est directement reliée à la densité totale de dislocations au travers

de la relation proposée par Taylor et appliquée par suite par Gilman (1968) [47]. En 1925, Becker [48] reconnut la nature dynamique de la déformation plastique et suggéra que les fluctuations thermiques associées aux contraintes appliquées transformaient les obstacles en écoulement plastique. Il considéra que les déformations plastiques étaient thermiquement activées. La contribution de l'agitation thermique n'est efficace que pour le franchissement des obstacles à courte distance (champ de contrainte ne dépasse pas les dix distances atomiques). Ces obstacles sont généralement du type Peierls-Nabarro, les forêts de dislocation et la montée des dislocations. Ainsi, lorsqu'on sollicite un matériau avec une vitesse de déformation, on induit aux dislocations une fréquence de franchissement des obstacles. Les dislocations vont chercher à minimiser leur énergie libre ΔG . A ce taux d'énergie correspond la contrainte d'écoulement. Si l'on augmente la température à vitesse de déformation donnée, l'énergie devient plus importante et la contrainte nécessaire pour garder cette vitesse de déformation constante diminue pour atteindre un taux de contrainte τ_μ où l'élévation de température n'a plus aucune influence. Ainsi, la contrainte dans le régime thermiquement activée τ^* s'écrit :

$$\tau^* = \tau - \tau_\mu \quad (2-2)$$

On note, une forte variation de la contrainte τ^* avec la température et la vitesse de déformation. On observe à travers cette formulation que l'énergie libre d'activation ΔG permet d'apporter le travail supplémentaire pour activer thermiquement une dislocation et qu'elle ne joue aucun rôle en amont du processus d'activation [46]. En fait, la contrainte τ^* assistée par l'agitation thermique, permet aux dislocations de franchir les obstacles locaux et de se déplacer. Dans le cas des structures CC, la contrainte τ décroît fortement avec la température en comparaison des structures CFC ou HC. Ceci indique que les obstacles de Peierls sont prédominants dans les structures CC et peuvent être considérés comme les seuls obstacles à franchir [49]. En 1975, Kocks et al. [50], ont proposé une relation universelle pour l'énergie libre d'activation de la forme :

$$\Delta G = 2H_k(T) \left[1 - \left(\frac{\tau^*}{\tau_p^*(T)} \right)^p \right]^q \quad (2-3)$$

où p et q sont des constantes qui caractérisent la géométrie de l'obstacle à franchir par les dislocations, $2 H_k$ est l'énergie totale utile pour former les doubles décrochements et vaincre les potentiels de Peierls. τ_p^* est la contrainte de Peierls dépendant de la température par l'intermédiaire du module de cisaillement $\mu(T)$.

II.1 Synthèse des lois thermoviscoplastiques

Deux approches principales existent pour définir le comportement viscoplastique des matériaux. L'une est dite phénoménologique. Le comportement est décrit de manière intuitive par des équations mathématiques.

$$\sigma = f(\epsilon, \dot{\epsilon}, T) \quad (2-4)$$

L'autre approche, plus rigoureuse est basée sur des considérations physiques. Des variables internes, caractéristiques du matériau sont introduites et des lois d'évolution sont proposées pour celles-ci.

Les formulations physiques varient essentiellement dans la prise en compte de variables internes S_j représentatives de l'état de la microstructure à travers l'évolution de la densité de dislocation.

$$\sigma = f_1(\epsilon, \dot{\epsilon}, T, S_j) \quad (2-5)$$

Généralement, deux types de modèles suivant la microstructure du matériau sont utilisés pour décrire les effets de l'écroutissage et de la vitesse de déformation sur la contrainte à température constante. Ainsi pour une structure cubique à face centrée CFC, les contributions de l'écroutissage et de la vitesse de déformation sont dissociées sous la forme d'un produit Eq. 2-6, pour une structure cubique centrée CC, celles-ci seront sommées Eq. 2-7 [51].

$$\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}) = f(\epsilon)g(\dot{\epsilon}) ; \quad T = C^{ste} \quad \text{CFC} \quad (2-6)$$

$$\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}) = f(\epsilon) + g(\dot{\epsilon}) ; \quad T = C^{ste} \quad \text{CC} \quad (2-7)$$

La différence de comportement entre les structures CC et CFC repose sur les observations expérimentales lors d'un saut de vitesse. Plusieurs auteurs ont travaillé dans ce sens. A titre d'exemple citons : Klepaczko et Duffy [34] qui ont réalisé des essais de torsion dynamique sur un acier AISI 1020 (CC) et Campbell et al. [52] qui ont réalisé le même type d'essai sur du cuivre (CFC). La réponse obtenue pour ces deux structures est représentée schématiquement sur la figure suivante. On note l'importance que joue l'évolution de la microstructure lors de la déformation plastique.

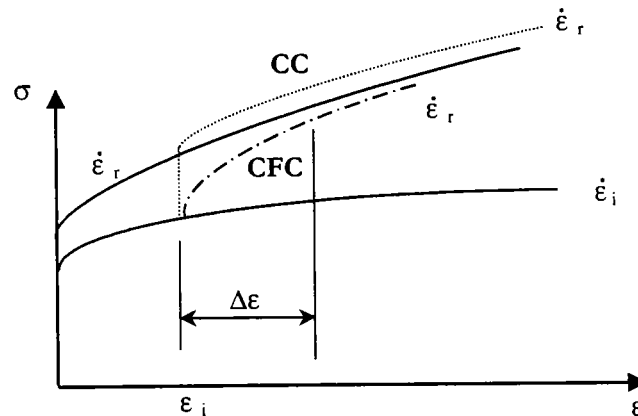


Fig. 2-1 : Effet de la structure cristallographique sur la réponse du matériau lors d'un saut positif de vitesse de déformation

Pour un saut de vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_i \rightarrow \dot{\epsilon}_r$, un changement immédiat de l'écroutissage est observé quelque soit la structure cristallographique. Cependant, pour la structure CFC, un délai est nécessaire pour rejoindre la courbe monotone correspondant à la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_r$. Pour la structure CC, le saut de contrainte est instantané. Le niveau des contraintes reste toujours supérieur à celui obtenu à la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_r$. Cette observation est l'une des différences essentielles entre le comportement des matériaux à structure CC et les matériaux à structure CFC.

II-1-1 Loi de type phénoménologique

Divers travaux ont été réalisés dans ce domaine et ont abouti à de nombreuses formulations, toutes plus ou moins représentatives du matériau étudié. Parmi les plus connues, citons celle proposée par Litonski (1977) [53] où la dépendance en température de la contrainte est supposée linéaire.

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = B(1 - AT)(1 + C\dot{\varepsilon})^m(\varepsilon + \varepsilon_0)^n \quad (2-8)$$

avec m la sensibilité à la vitesse de déformation et n le coefficient d'écrouissage. A , B et C sont des constantes du matériau.

Une formulation simplifiée basée sur les travaux de Lubahn (1947) [54] et Felgar (1960) [55] a été proposée par divers auteurs (Klopp et al., Fressengeas et Molinari) au cours des années 1985 et 1988 [56-57] lors de l'étude des instabilités plastiques. La forme généralisée est la suivante :

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \sigma_0 \varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m T^{-\nu} \quad (2-9)$$

L'une des plus utilisées dans les codes de calculs est certainement la formulation de Johnson-Cook [58] développée en 1983 :

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = [A + B\varepsilon^n] \left[1 + C \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[1 - (T^*)^m \right] \quad \text{avec} \quad T^* = \frac{T - T_a}{T_f - T_a} \quad (2-10)$$

où A , B et C sont des constantes du matériau. n et m sont respectivement le coefficient d'écrouissage et la sensibilité à la vitesse de déformation. $\dot{\varepsilon}_0$, T_f et T_a représentent une vitesse de déformation de référence, la température de fusion du matériau et la température ambiante. Par la suite, Zerrili et Armstrong (1987) [51] ont proposé une loi en introduisant un paramètre microstructural d représentatif de la taille des grains du matériau. Deux formulations sont proposées, l'une pour la description des matériaux CC, Eq. 2-11 et l'autre pour les CFC, Eq. 2-12 . On retrouve bien la décomposition sous forme additive ou multiplicative des effets de la déformation et de la vitesse de déformation

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \Delta\sigma_G + B_0 \exp[(-\beta_0 + \beta_1 \ln \dot{\varepsilon})T] + K_0 \varepsilon^n + k_\varepsilon d^{-1/2} \quad (2-11)$$

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \Delta\sigma_G + B_1 \varepsilon^{1/2} \exp[(-\beta_0 + \beta_1 \ln \dot{\varepsilon})T] + k_\varepsilon d^{-1/2} \quad (2-12)$$

$\Delta\sigma_0$, B_0 , B_1 , β_0 , β_1 , k_0 , n et k_ε sont des constantes du matériau.

Ces équations ont permis de solutionner de nombreux problèmes, cependant elles négligent l'effet de la température sur la sensibilité à la vitesse de déformation m et sur le coefficient d'écrouissage n , Lubahn (1947) [54] et Klepaczko (1965) [59]. C'est ainsi que Klepaczko (1987) [60] propose une loi de comportement incluant cette dépendance en température observée expérimentalement.

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = B(T)(\varepsilon + \varepsilon_0)^{n(T)} \dot{\varepsilon}^{m(T)} \quad (2-13)$$

où $n(T)$, $m(T)$ et $B(T)$ sont respectivement le coefficient d'écrouissage, la sensibilité à la vitesse de déformation et le module de plasticité.

Le tableau suivant recense le nombre de constantes propres à chaque modèle.

<i>MODELE</i>	<i>Nombre de constante associées</i>
Litonski (1977)	6
Klopp, Clifton, Shawki (1984) Klepaczko (1988) Molinari & Fressengeas (1983)	4
Jonson-Cook (1983)	6
Zerrilli – Armstrong (1987)	CFC -> 5 ; CC -> 7
Klepaczko (1987)	4 de base + 2 pour les fonctions de n et m

Tab. 2-1 : Nombre de constantes à définir pour la description de l'écoulement plastique en fonction de la formulation choisie

II-1-2 Lois de type "physique" ou phénoménologie rationnelle

Nous avons observé précédemment que le comportement mécanique des matériaux est fortement influencé par sa microstructure par l'évolution de la densité de dislocation et des défauts présents initialement dans le matériau. Ainsi, de nombreux travaux ont été engagés pour définir l'écoulement plastique des matériaux en fonction de paramètres physiques. Citons, à titre d'exemple, Klepacko (1975) [61], Mecking et Kocks (1981) [62] et Follansbee et Kocks (1988) [63] et bien d'autres que nous ne détaillerons pas ici. Dans la suite, nous proposerons une formulation originale s'appuyant sur les considérations de Klepaczko [64]. Tous ces modèles constitutifs reposent sur le fait que les propriétés mécaniques sont essentiellement liées à l'évolution microstructurale du matériau. Ainsi, dans les modèles physiques, la cinétique de l'écoulement plastique est contrôlée par des paramètres internes S_j caractérisant la microstructure. La contrainte d'écoulement τ est alors déterminée par l'équation 2- . Pour traduire complètement le comportement du matériau en régime plastique, l'équation 2-5 doit être couplée à une ou plusieurs équations d'évolution traduisant le changement de la microstructure par l'intermédiaire des variables internes S_j au cours de la déformation plastique Γ .

$$\frac{dS_j}{d\Gamma} = f_j(S_k, \Gamma, T) \quad ; \quad k = 1...j$$

(2-14)

L'évolution est décrite par j équations différentielles. Tous ces processus sont thermoactivés. Ils sont donc décrits par une loi de type d'Arrhénius .

$$\dot{\Gamma}_i = v_i(T, S_j) \exp\left(-\frac{\Delta G_i(T, \tau^*, S_j)}{kT}\right)$$

(2-15)

ΔG_i est l'énergie libre d'activation pour vaincre le potentiel des obstacles, k est la constante de Boltzmann et $v_i(T, S_j)$ est un facteur pré-exponentiel pour le i^{ème} processus d'activation thermique. $\dot{\Gamma}_i$ traduit la vitesse de cisaillement plastique de ce i^{ème} processus thermiquement activé. Pour les modèles de Mecking, Kocks et Klepaczko-simplifié le paramètre microstructural est unique et représente la densité totale des dislocations.

II-1-2-1 Evolution de la variable interne et de la microstructure

La déformation plastique est associée à la production et l'accumulation des dislocations au sein du matériau. Pour décrire ce phénomène Gilman [65], Kocks [66], Estrin et Mecking [67] et Klepaczko [68] ont proposé des formulations analytique permettant de décrire l'évolution de ces dislocations au cours du processus de déformation plastique. Pour décrire correctement l'évolution de la microstructure, il est nécessaire de connaître l'évolution de la densité de dislocation mobile ρ_m . Selon Gilman, cette quantité est une fraction de la densité de dislocations existantes ($\rho_m = f\rho$). En effet, une partie des dislocations initialement présentes dans le matériau reste bloquées par les obstacles et ne contribueront pas à la déformation plastique. Pour accommoder la déformation plastique au cours de la sollicitation, il est donc nécessaire de produire de nouvelles dislocations. Ce mécanisme de multiplication est régit par les sources de Frank-Read, Fig. 2-2.

Selon Gilman, La densité moyenne de dislocation est proportionnel à la déformation plastique ϵ_p subie par le matériau. Ainsi, il relie la densité de dislocation totale à la déformation par la relation suivante :

$$d\rho = M d\epsilon_p \quad (2-16)$$

Pour traduire le mouvement d'une partie des dislocations, il introduit une fraction f de la forme :

$$df = -A f d\rho \quad (2-17)$$

où A est un coefficient d'atténuation. Cette fraction décroissante avec la contrainte induit une augmentation de la densité de dislocation pour aboutir à une croissance de la contrainte lors de l'augmentation de la déformation plastique. Après combinaison de ces deux équations différentielles, Gilman arrive à la solution suivante traduisant l'évolution des dislocations mobiles ρ en fonction de la déformation plastique ϵ_p et de la densité initiale de dislocation ρ_0 .

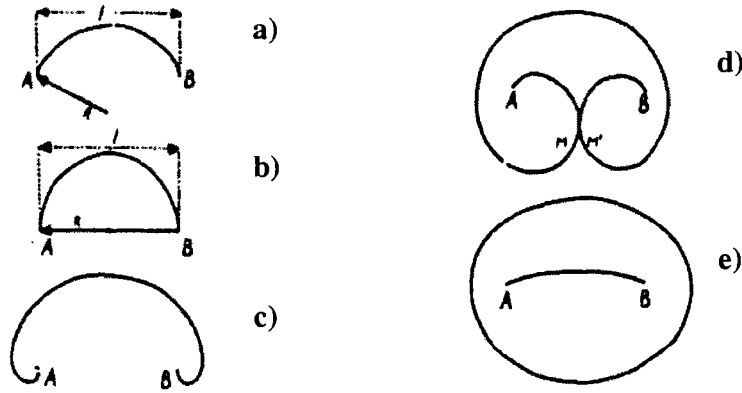


Fig. 2-2 : Représentation schématique du mécanisme de Frank-Read [69]

En se basant sur les considérations générales citées précédemment, Klepaczko [70] a proposé la relation d'évolution des dislocations Eq. 2-18 et 2-19. Pour cette écriture nous définirons les quantités en cisaillement. Ainsi, la déformation plastique et la vitesse de déformation se note respectivement Γ_p et $\dot{\Gamma}_p$.

$$\frac{d\rho}{d\Gamma} = M_{II} - k_a(\dot{\Gamma}, T)(\rho - \rho_0) \quad (2-18)$$

où M_{II} est un terme définissant la création de nouvelles dislocations, k_a un terme d'annihilation et ρ_0 est la densité initiale des dislocations. Quant à l'évolution de la densité de dislocation mobile ρ_m , elle se note :

$$\frac{d\rho_m}{d\Gamma} = M_{II}(\dot{\Gamma}) + (\rho_m - \rho_{m0}) \left(\frac{\eta_1}{\Gamma} - \eta_2 \right) \quad (2-19)$$

η_1 caractérise l'activité des sources de dislocation après un changement de vitesse de déformation. η_2 est la probabilité pour qu'une dislocation soit immobile et ρ_{m0} est la densité initiale de dislocation mobile. Par la suite, nous allons détailler le formalisme attaché à ces relations d'évolution.

III - FORMALISME DE KLEPACZKO

Dans sa formulation, la contrainte d'écoulement s'écrit comme une sommation de deux contraintes définissant respectivement les mécanismes athermique et thermiquement activés. L'expression explicite de la contrainte effective τ^* s'obtient en inversant l'équation 2-15. Ainsi, nous obtenons :

$$\tau^* = \tau_0^p \left(1 - \left(\frac{kT}{G(T)} \ln \frac{v_p(\rho_m) b^2}{\dot{\Gamma}} \right)^{1/q} \right)^{1/p} \quad (2-20)$$

Quant à la contrainte interne après généralisation des termes d'interactions dislocations-dislocations et dislocations-obstacles α_i [70], l'équation 2-1 prend la forme suivante. Forme définie originellement par Taylor [81] :

$$\tau_\mu = \alpha(d, \Delta, D) \mu(T) b \sqrt{\rho} \quad (2-21)$$

Il reste ensuite à quantifier l'évolution de l'énergie libre d'activation en fonction de la contrainte effective. Les mesures expérimentales traduisant l'évolution de l'énergie libre d'activation ΔG en fonction de la contrainte effective τ^* sont présentées sur la Fig. 2-3.

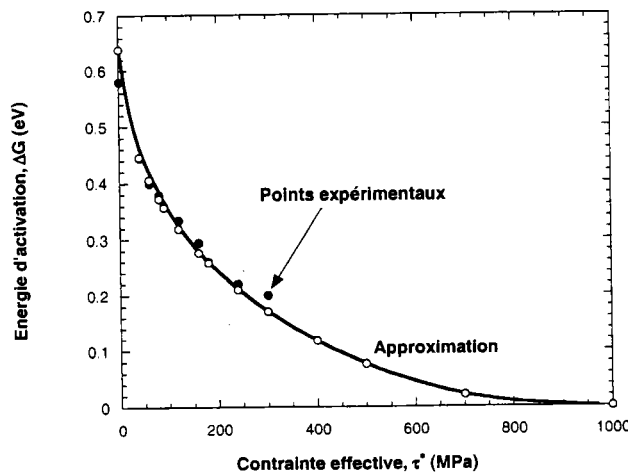


Fig. 2-3 : Evolution de l'énergie d'activation avec la contrainte effective τ^* [71]

Les expressions de H_k et τ_p^* proposées par Klepaczko en 1988 [64] pour traduire cette tendance sont :

$$H_k(T) = H_k^0 \frac{\mu(T)}{\mu_0} \quad (2-22)$$

$$\tau_p^*(T) = \tau_p^0 \frac{\mu(T)}{\mu_0} \quad (2-23)$$

τ_p^0 , μ_0 et H_k^0 sont respectivement la contrainte de Peierls, le module de cisaillement et l'énergie d'activation à $T = 0$ K.

En combinant l'ensemble des équations précédentes, nous aboutissons à la contrainte globale définie par l'expression suivante

$$\tau(\dot{\Gamma}, T) = \mu(T) \left[\alpha b \sqrt{\rho} + \frac{\tau_p^0}{\mu_0} \left(1 - \left(\frac{kT}{2H_k^0} \ln \frac{v_p(\rho_m)b^2}{\dot{\Gamma}} \right)^{1/q} \right)^{1/p} \right] \quad (2-24)$$

Dans la suite, nous allons chercher à utiliser ce formalisme en décrivant les différentes contributions thermique et athermique par des relations phénoménologique.

IV -PROPOSITION D'UNE LOI THERMOVISCOPLASTIQUE

La loi de comportement développée s'appuie sur divers travaux fait par Klepaczko [60-61-72] qui utilise la théorie des dislocations où la contrainte est une somme de deux composantes, la contrainte interne τ_μ et la contrainte effective τ^* avec :

$$\tau = \frac{\mu(T)}{\mu_0} (\tau_\mu + \tau^*) \quad (2-25)$$

L'équation (2-24) dans sa forme originale reste très difficile à mettre en place lors de calculs numériques. Nous avons donc cherché à simplifier l'écriture pour la rendre plus facile d'utilisation. L'objectif de cette formulation simplifiée est qu'elle soit capable de rendre compte des résultats expérimentaux obtenus en cisaillement présentés au chapitre I. Ainsi, la contrainte de cisaillement s'écrit comme précédemment :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = \frac{\mu(T)}{\mu_0} \left(\tau_\mu(\Gamma, T) + \tau^*(\dot{\Gamma}, T) \right) \quad (2-26)$$

$\mu(T)$ représente le module de cisaillement dont la dépendance en température a été proposée par Klepaczko en 1975 [61].

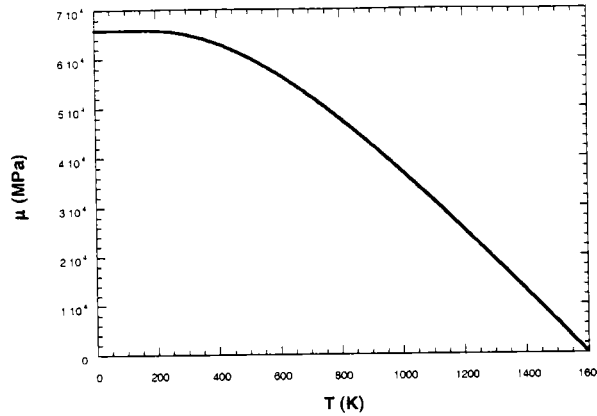


Fig. 2-4 : Evolution du module de cisaillement de l'acier en fonction de la température

Son expression est :

$$\mu(T) = \mu_0 \left(1 - \frac{T}{T_m} \exp \left(\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T} \right) \right) \right) \quad (2-27)$$

μ_0 est le module de cisaillement à $T = 0$ K, T_m la température de fusion et θ^* une constante du matériau.

La simplification du modèle physique est obtenue en utilisant les expressions de la contrainte interne et effective respectivement donnée par :

$$\tau^* = \tau_0^* \left[1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \frac{\dot{\Gamma}_{\max}}{\dot{\Gamma}} \right]^m \quad (2-28)$$

$$\tau_\mu = B(\dot{\Gamma}, T) (\Gamma_0 + \Gamma)^{n(\dot{\Gamma}, T)} \quad (2-29)$$

L'équation (2-29) permet d'avoir une forte augmentation de la contrainte avec la déformation en raison de la formulation en puissance de $n(\dot{\Gamma}, T)$. Par contre, l'équation (2-87) linéarisée en Température permettra de traduire l'adoucissement thermique. En résumé, la contrainte est liée à Γ , $\dot{\Gamma}$ et T par la relation suivante :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = \frac{\mu(T)}{\mu_0} \left[B(\dot{\Gamma}, T) (\Gamma_0 + \Gamma)^{n(\dot{\Gamma}, T)} + \tau_0^* \left(1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \frac{\dot{\Gamma}_{\max}}{\dot{\Gamma}} \right)^m \right] \quad (2-30)$$

Si l'on compare l'équation (2-30) avec la forme globale définie à partir du modèle physique, Eq. 2-24, on note une certaine similitude dans les mécanismes de déformation mis en jeu. Ainsi, l'écrouissage traduit généralement par l'évolution des dislocations sera défini par une loi puissance en déformation définissant une augmentation de la contrainte avec la déformation. Quant à l'activation thermique, elle est définie dans les deux cas par une équation d'Arrhénius permettant de

reproduire l'évolution de la contrainte effective τ^* avec la température [46]. L'avantage majeur de cette nouvelle loi de comportement est le nombre restreint de paramètres.

m^*	Sensibilité à la vitesse de déformation
τ_0	Contrainte effective à $T = 0$ K
Γ_0	Déformation initiale
n	Coefficient d'écrouissage
B	Module de plasticité

Tab. 2-2 : Constantes principales à déterminer

La détermination des constantes se fait par l'utilisation de la méthode des moindres carrés [73]. Celle-ci consiste à minimiser une fonctionnelle S dont l'expression est :

$$S = \sum_i^N (y_i - \tau(\Gamma_i))^2 \quad (2-31)$$

En dérivant l'expression, en fonction des paramètres à identifier, nous obtenons un système matriciel à résoudre. L'erreur est quantifiée par l'écart quadratique moyen [73], dont la définition est :

$$\chi = \sqrt{\frac{\sum_i^N (\tau_{\text{exp}} - \tau_{\text{num}})^2}{N}} \quad (2-32)$$

IV-1 Définition des constantes pour l'acier ES

Les constantes vont être déterminées à partir des essais expérimentaux réalisés à différentes vitesses de déformation et température. Pour obtenir, la constante D_1 , nous faisons l'hypothèse que la contrainte τ^* est nulle quand $\dot{\Gamma}_c = \dot{\Gamma}^{\min} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ est atteinte et pour $T=300$ K. Il vient ainsi :

$$D_1 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\Gamma}^{\max}}{\dot{\Gamma}^{\min}} \right) = 1 \quad (2-33)$$

La valeur trouvée pour D_1 est égale à 0.43.

Pour l'identification des autres constantes m et τ_0^* , la démarche consiste à faire l'hypothèse que pour un saut de vitesse à déformation fixée le saut de la contrainte interne est négligeable devant le saut de la contrainte effective et peut donc être considéré comme nul. Ceci s'explique par le fait que la microstructure reste figée pendant ce saut et que la variation d'activation thermique est prépondérante. Le saut de contrainte entre $\dot{\Gamma}^{\min}$ et $\dot{\Gamma}$ s'écrit donc simplement :

$$\frac{\tau\mu_0}{\mu(T)} \Big|_{\Gamma, \dot{\Gamma}} - \frac{\tau\mu_0}{\mu(T)} \Big|_{\Gamma, \dot{\Gamma}^{\min}} = \tau_0^* \left[\left[1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \frac{\dot{\Gamma}^{\max}}{\dot{\Gamma}} \right]^m - \left[1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \frac{\dot{\Gamma}^{\max}}{\dot{\Gamma}^{\min}} \right]^m \right] \quad (2-34)$$

Les tests avec saut de vitesses permettent de déterminer m et τ_0^* . Après calcul, nous obtenons les valeurs suivantes :

τ_0^*	161.2 MPa
m	1.7
χ	3.09

La Fig. 2-5 présente les points expérimentaux et les points calculés à l'aide des valeurs τ_0^* et m du modèle simplifié.

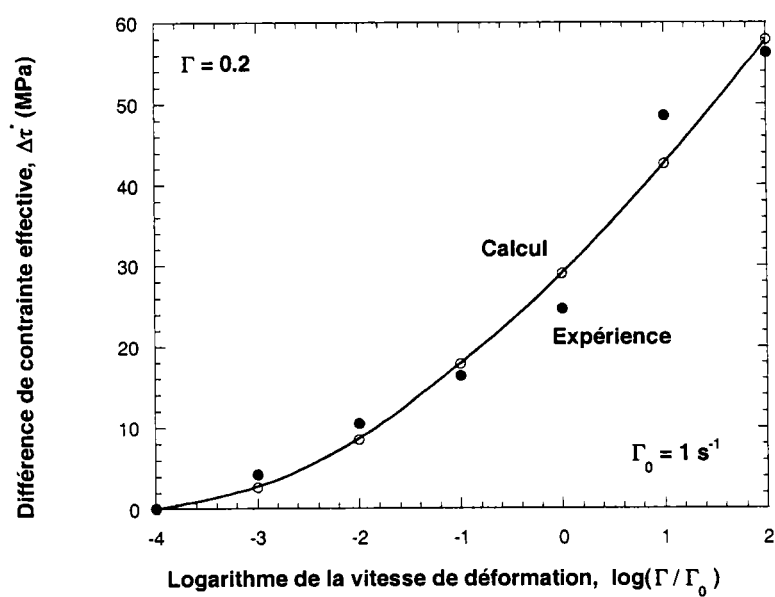


Fig. 2-5 : Représentation des différences de contrainte pour différentes vitesses de déformation

Il reste ensuite à trouver les paramètres B , Γ_0 et n . Par une méthode des moindres carrés, appliquée sur la courbe expérimentale $\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)$ obtenue pour la vitesse de référence égale à 10^{-4} s^{-1} , nous obtenons les valeurs suivantes :

B	234.8 MPa
n	0.285
Γ_0	$1.8856 \cdot 10^{-3}$
χ	0.44

Les valeurs de B et n sont obtenues pour $\dot{\Gamma} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $T = 300 \text{ K}$. Il convient de définir les dépendances en $\dot{\Gamma}$ et T . Une dépendance en $(T, \dot{\Gamma})$ est proposée pour le module de plasticité B et le coefficient d'écrouissage n . La dépendance en vitesse de déformation est trouvée en gardant l'ensemble des paramètres définis précédemment constant à l'exception de B et n qui sont recalculés pour des vitesses de déformation variant de 10^{-4} s^{-1} à 10^2 s^{-1} . B fluctue légèrement autour d'une valeur centrale $B=200 \text{ MPa}$. Une légère augmentation avec la vitesse de déformation semble probable.

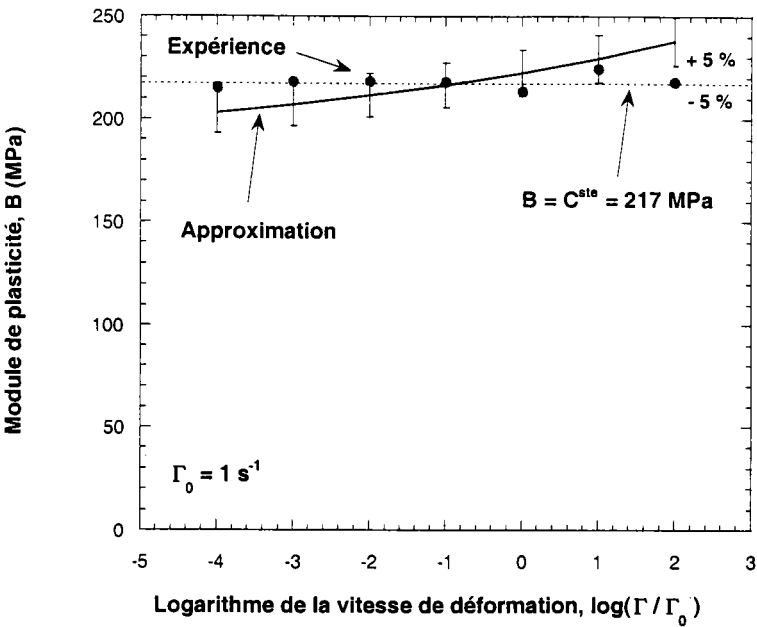


Fig. 2-6 : Evolution du module de plasticité avec la vitesse de déformation

L'expression retenue pour $B(\dot{\Gamma},T)$ incluse l'expression de la température homologue modifiée par la vitesse de déformation [74]. Celle-ci permet d'accentuer l'augmentation de la contrainte avec la vitesse de déformation et d'anticiper la sensibilité observée expérimentalement pour des vitesses de déformation supérieures à 10^2s^{-1} . La dépendance en température s'est faite sur des essais publiés par Costin et al. [75] présentant la réponse d'un acier 1020 pour des températures variant de $116 \leq T \leq 394$ K. En raison de la difficulté à exploiter nos propres résultats en température, en raison du phénomène de vieillissement dynamique dont est sujet l'acier ES.

$$B(\dot{\Gamma},T)=B_0\left[\left(\frac{T}{T_m}\right)\log\left(\frac{\dot{\Gamma}^{\max}}{\dot{\Gamma}}\right)\right]^{-\nu}$$

(2-35)

Les valeurs de B_0 et ν sont :

B_0	234.8 MPa
ν	0.2
χ	3.05

Les variations du coefficient d'écrouissage avec la vitesse de déformation apparaissent de la manière suivante. Le coefficient d'écrouissage n est une fonction décroissante du logarithme de la vitesse de déformation.

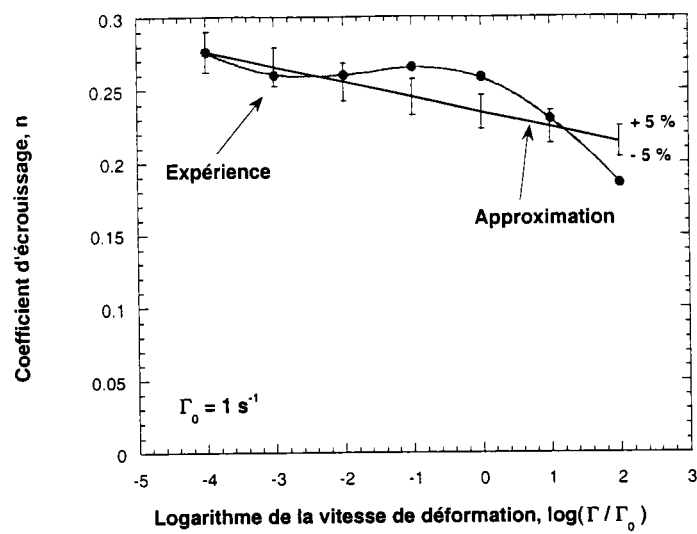


Fig. 2-7 : Variation du coefficient d'érouissage avec la vitesse de déformation

L'expression retenue, pour le coefficient d'érouissage est inspirée de la formulation proposée par Klepaczko en 1987 permettant de traduire l'évolution de la densité de dislocations mobiles à grande vitesse de déformation [60-76].

$$n(\dot{\Gamma},T)=n_0\left[1-D_2\left(\frac{T}{T_m}\right)\log\left(\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_{min}}\right)\right]$$

(2-36)

Les valeurs de n_0 et D_2 sont :

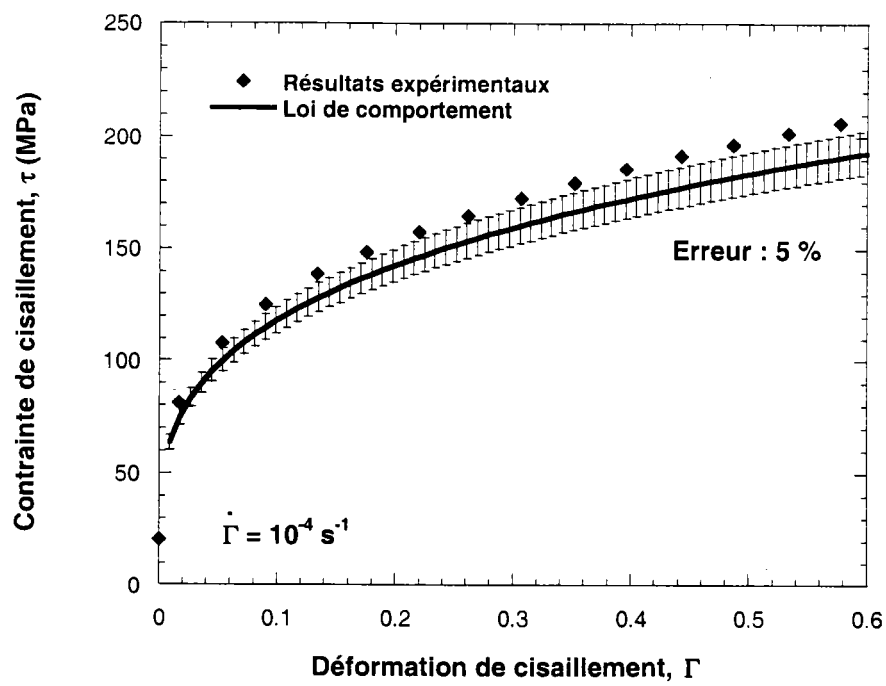
n_0	0.2852
D_2	0.19
χ	0.19

Tous les paramètres étant identifiés, il est possible d'observer si les choix analytiques de $n(\dot{\Gamma},T)$ et $B(\dot{\Gamma},T)$ sont convenables. Pour les vitesses de déformations supérieures à 10^2s^{-1} , une augmentation significative de la température est observée durant le processus de déformation plastique induisant un adoucissement de la contrainte. Le processus étant rapide, l'évolution de la température peut être considérée comme adiabatique [77]. L'écoulement de la contrainte est alors couplé avec la température. L'évolution de la température est donnée par l'équation de puissance :

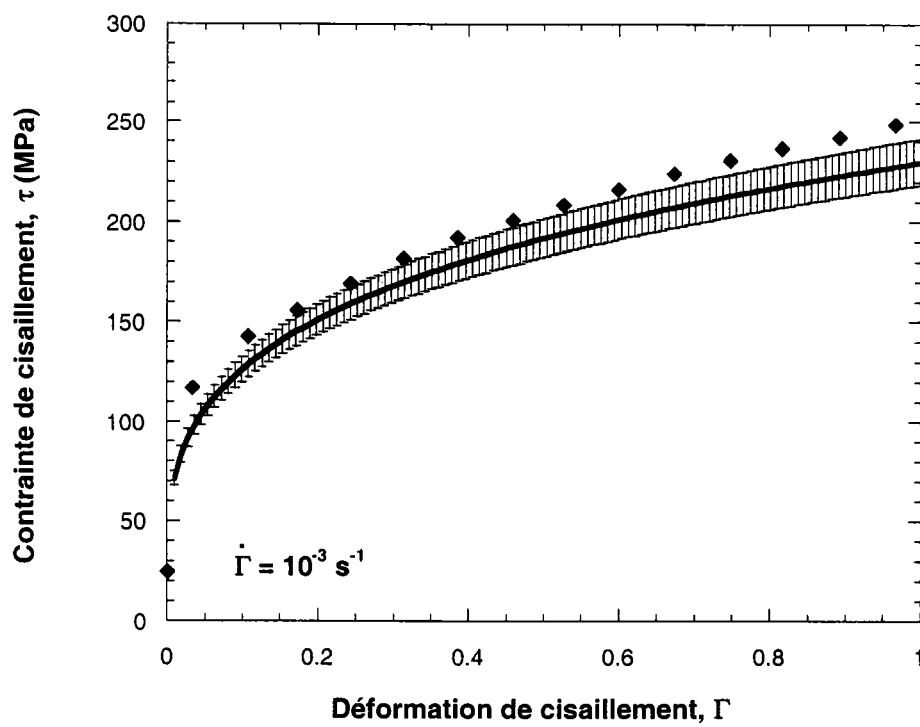
$$\rho C_e \dot{T} = \beta \tau \dot{\Gamma}$$

(2-37)

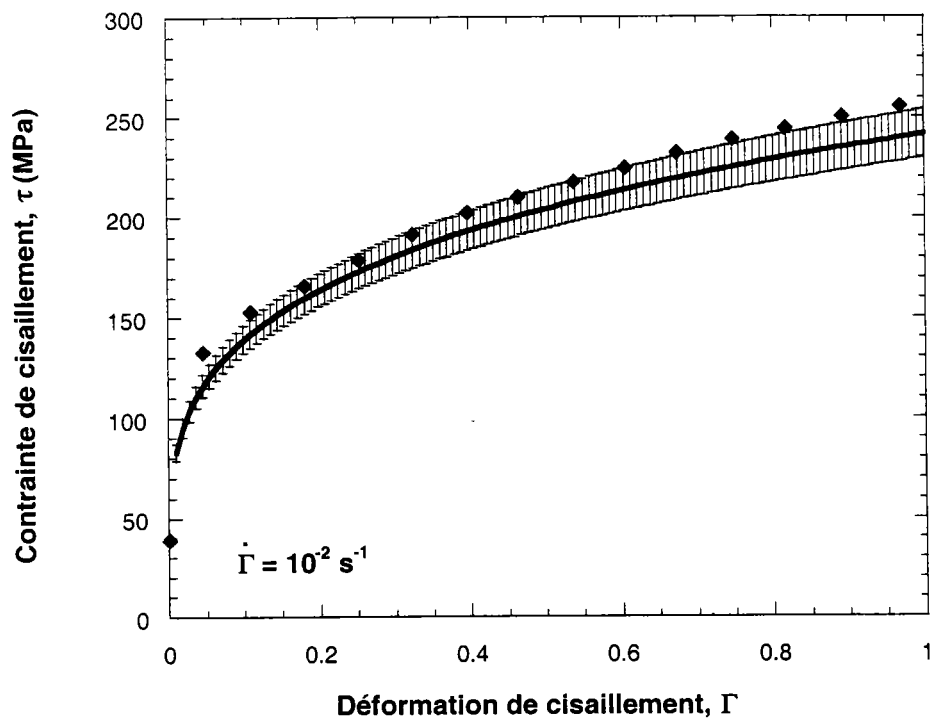
où β est le coefficient de Quinney traduisant la quantité du travail plastique converti en chaleur, généralement $\beta=0.9$ [78]. L'augmentation de la température cause un phénomène d'adoucissement thermique et réduit l'érouissage [79]. Cette constatation a été discutée par Zener et al. en 1944. Les figures 2-8 comparent les résultats analytiques aux résultats expérimentaux pour des vitesses de cisaillement variant de $10^{-4}s^{-1}$ à 10^3s^{-1} .



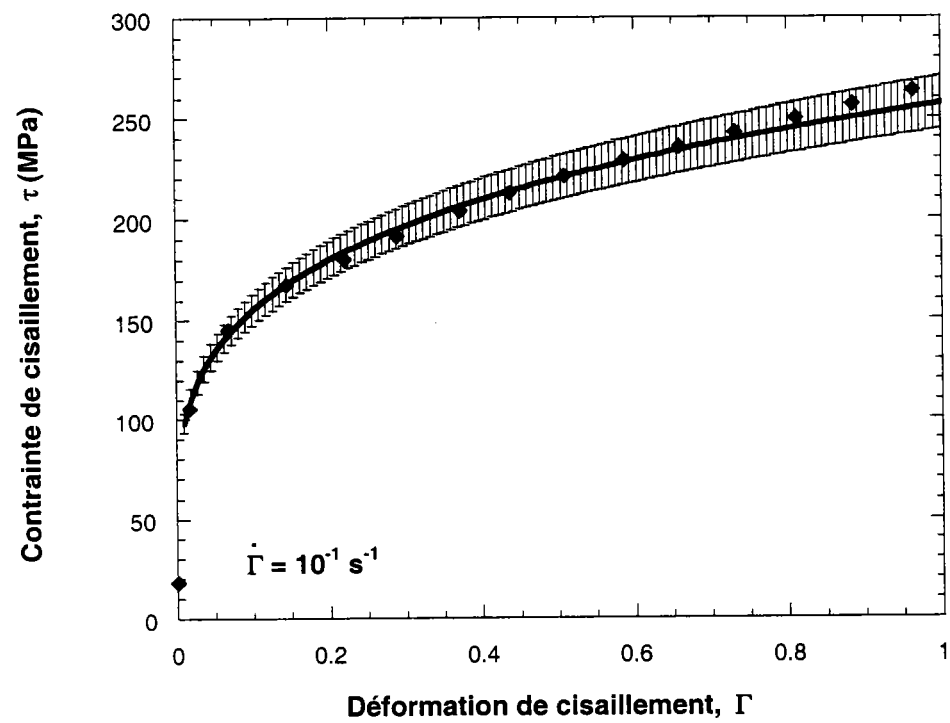
a)



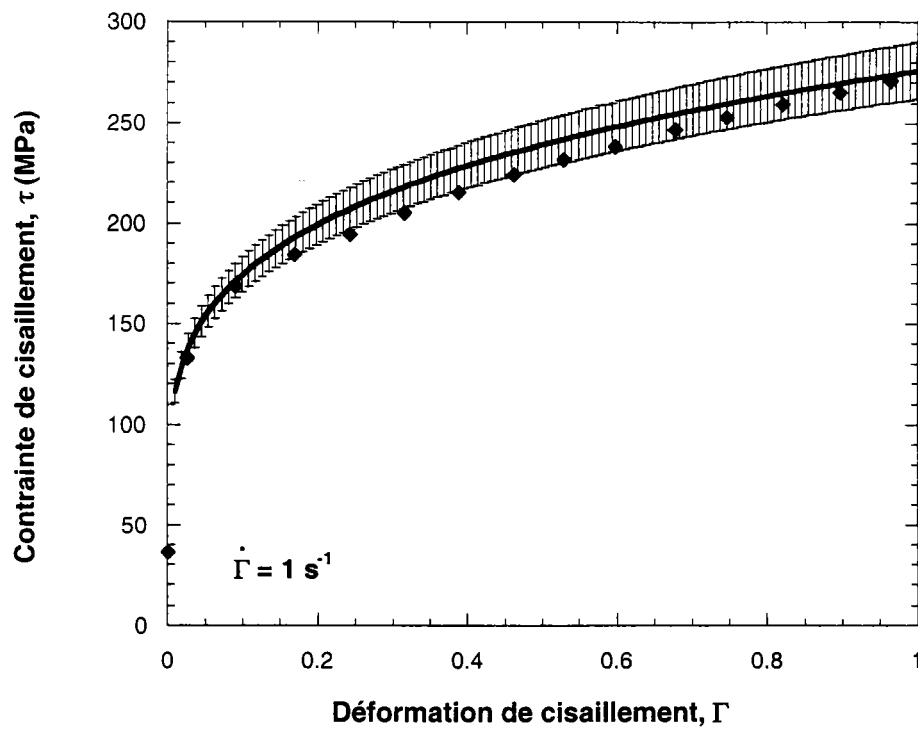
b)



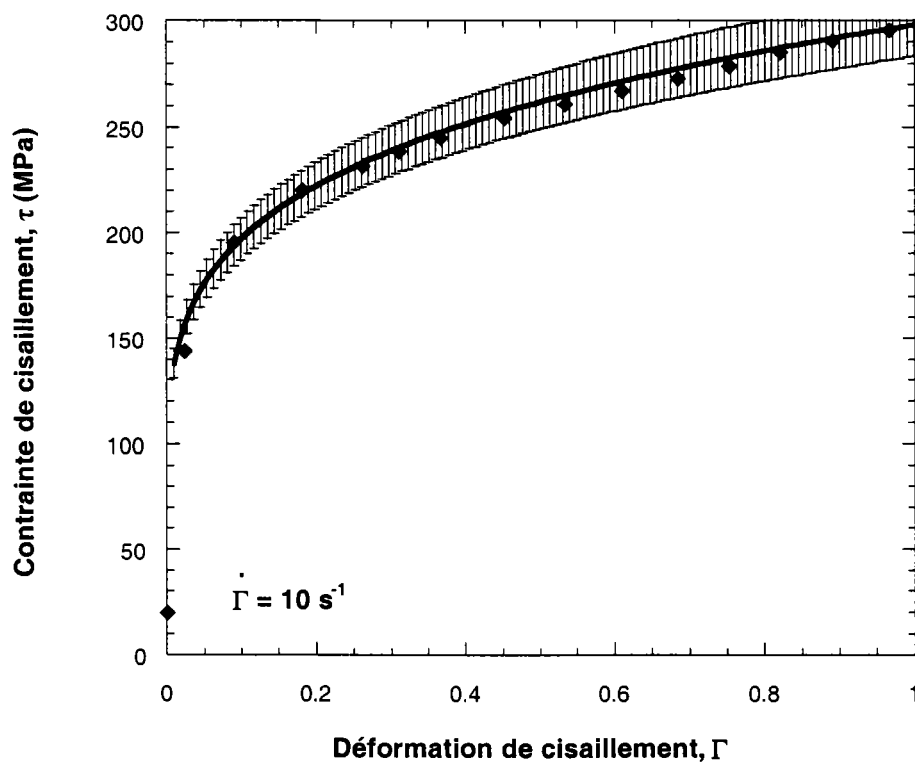
c)



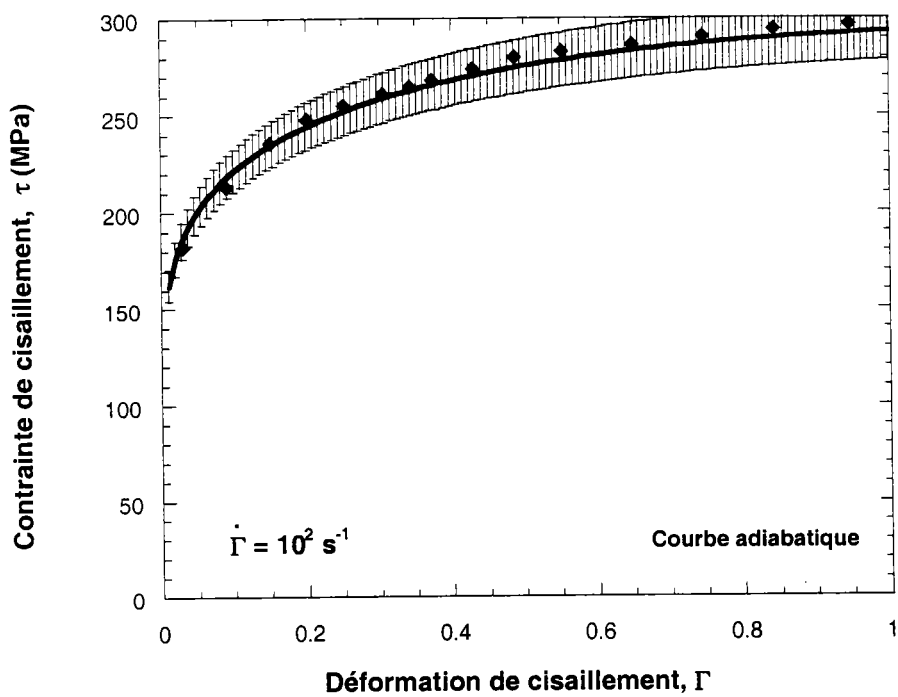
d)



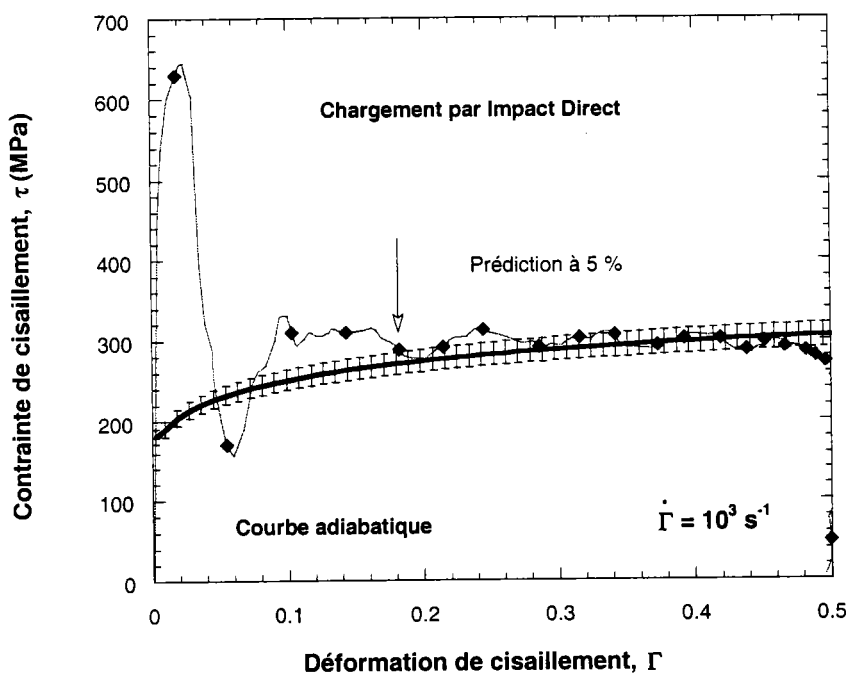
e)



f)



g)



h)

Fig. 2-8 : Comparaison des résultats expérimentaux et analytiques pour différentes vitesses de déformation, $10^{-4} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$, acier ES

L'observation globale des résultats précédents démontre une très bonne concordance entre l'ensemble des résultats analytiques et expérimentaux. L'erreur moyenne est de l'ordre de 5%. En

chargement par impact direct, le modèle ne permet pas de modéliser le pic en début de chargement, ce qui explique cette grande différence entre les résultats présentés sur la Fig. 2-8-h. Cependant, après le pic de contraintes, pour $\Gamma > 0.1$, le modèle permet de quantifier correctement les résultats expérimentaux. La seule façon de modéliser ce pic de contraintes est d'utiliser un modèle physique [25] assurant une forte augmentation des dislocations en début de chargement, suivie d'une rapide avalanche des dislocation. Les résultats suivants présentent les prédictions du modèle à basse température $T = -100\text{ °C}$ pour deux vitesses de déformations. On note également pour cette température une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et analytiques.

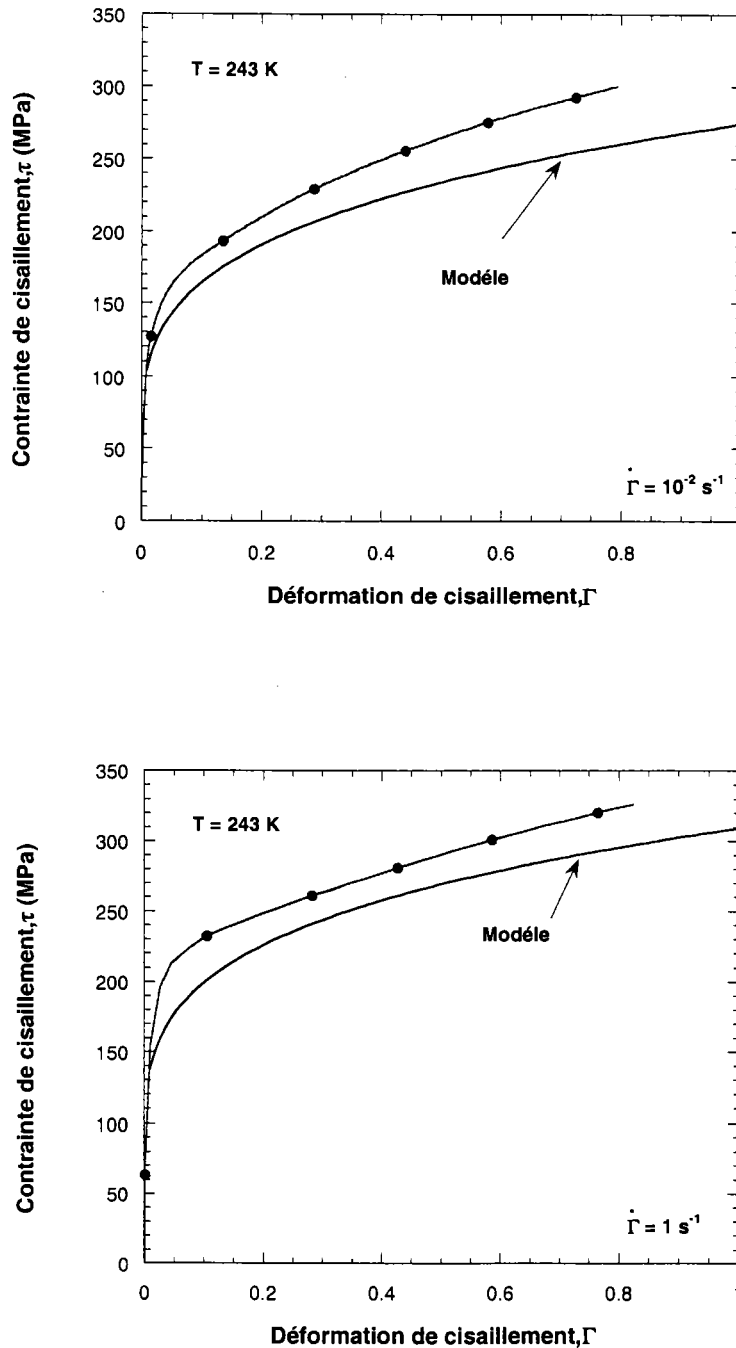


Fig. 2-9 : Prédiction du modèle pour différentes vitesses de déformation à $T = -100\text{ °C}$, acier ES

a) $\dot{\Gamma} = 10^{-1}\text{ s}^{-1}$, b) $\dot{\Gamma} = \dot{\Gamma} = 1\text{ s}^{-1}$

IV-2 Définition de la forme compacte de la loi de comportement

La formulation proposée précédemment peut être définie de manière plus compacte en introduisant des variables homologues. La première variable introduite est la température homologue θ_m qui correspond à la température modifiée par la vitesse de déformation (McGregor et al.) [74]. L'expression de la température homologue découle des travaux de Kauzmann en 1941 [80]. Dans notre cas, la température homologue est définie par :

$$\theta_m = \frac{T}{T_m} \log \left(\frac{\dot{\Gamma}^{\max}}{\dot{\Gamma}} \right)$$

(2-38)

La seconde température homologue θ_n peut être introduite au niveau du coefficient d'écrouissage par cette expression :

$$\theta_n = \frac{T}{T_m} \log \left(\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}^{\min}} \right)$$

(2-39)

Ainsi, l'expression finale de la contrainte d'écoulement en fonction de la température homologue θ_m et θ_n s'écrit :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, \theta_i) = \frac{\mu(T)}{\mu_0} \left[B_0 \theta_m^{-\nu} (\Gamma_0 + \Gamma)^{n_0 (1 - D_2 \theta_n)} + \tau_0^* (1 - D_1 \theta_m)^m \right]$$

(2-40)

L'ensemble des constantes est résumé dans le tableau suivant :

B_0	234.8 MPa	ν	0.2
n_0	0.285	τ_0^*	161.2 MPa
Γ_0	$1.8 * 10^{-3}$	m	2.8
D_1	0.43	D_2	0.19

Tab. 2-3 : Constante de l'acier ES pour le modèle de cisaillement

IV-3 Application du modèle en traction, définition des paramètres du matériau ES

Le même algorithme d'identification a été utilisé pour définir l'ensemble des constantes du matériau ES en traction uniaxiale, Fig. 1-36 Chap. I. Les paramètres trouvés sont donnés dans le tableau suivant ainsi que l'expression définie pour la contrainte d'écoulement sous forme condensée.

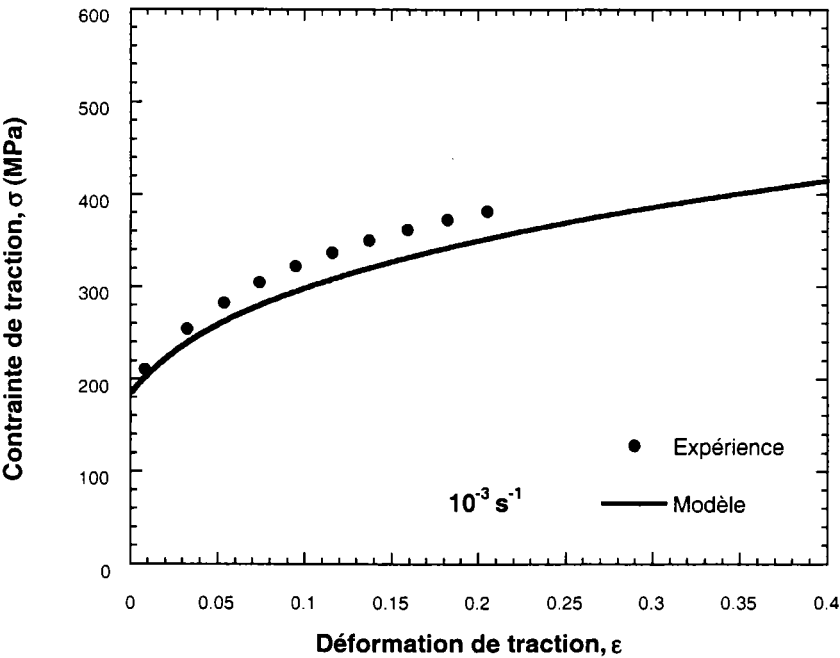
$$\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}, \theta_i) = \frac{E(T)}{E_0} \left[B_0 \theta_m^{-\nu} (\epsilon_0 + \epsilon)^{n_0 (1 - D_2 \theta_n)} + \sigma_0^* (1 - D_1 \theta_m)^m \right]$$

(2-41)

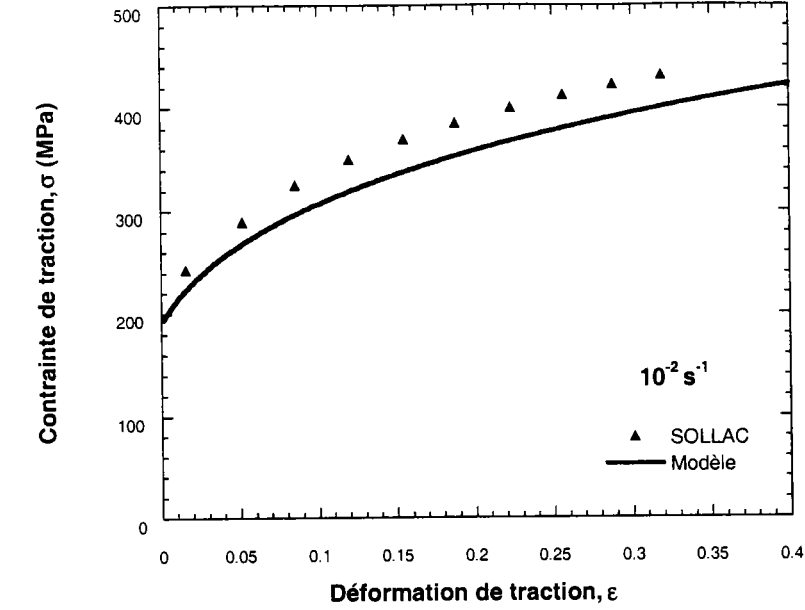
B_0	591.6 MPa	ν	0.2
n_0	0.285	σ_0^*	406.3 MPa
ϵ_0	$1.8 \cdot 10^{-2}$	m	2.8
D_1	0.43	D_2	0.19

Tab. 2-4 : Constantes de l'acier ES en traction uniaxiale

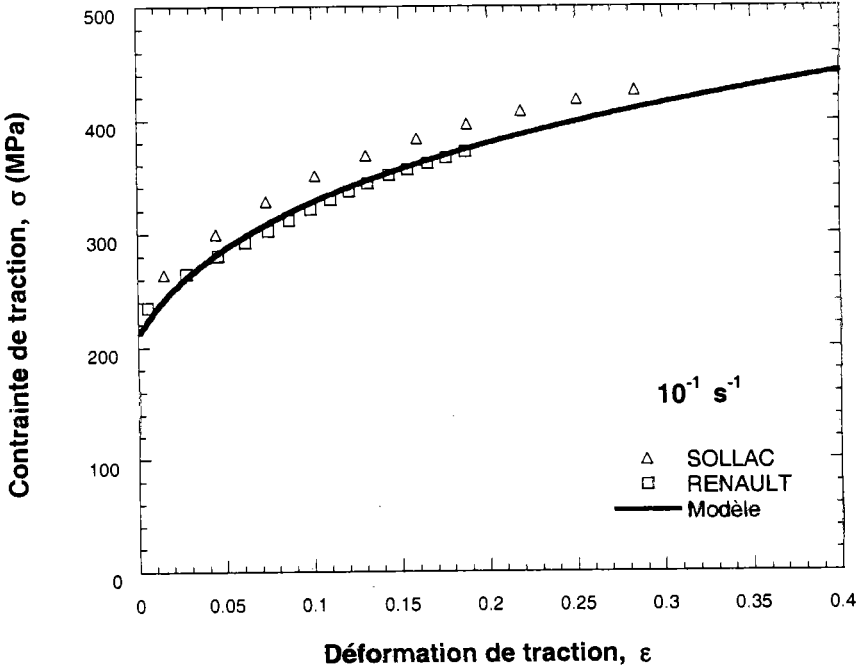
On constate que le passage entre les courbes de cisaillement se fait en multipliant le module de plasticité et la contrainte effective par un coefficient égale à ($M = 2.5$). On remarque que notre matériau ne répond pas au critère de von-Mises ($M = \sqrt{3}$), ni de Tresca ($M = 2$). Par contre M peut être définie comme un coefficient de Taylor ($\sigma = M\tau; \epsilon = \Gamma/M$) [69]. Ce coefficient est souvent compris entre $2 \leq M \leq 3$ [30]. L'ensemble des paramètres étant quantifiés, nous présentons sur les figures suivantes, la comparaison des courbes expérimentales et numériques pour des vitesses de déformations variant de $10^{-3} \leq \dot{\epsilon} \leq 130 \text{ s}^{-1}$. Les courbes de traction présentées proviennent de nos essais, de SOLLAC et RENAULT. Nous représentons pour les comparaisons les courbes moyennes.



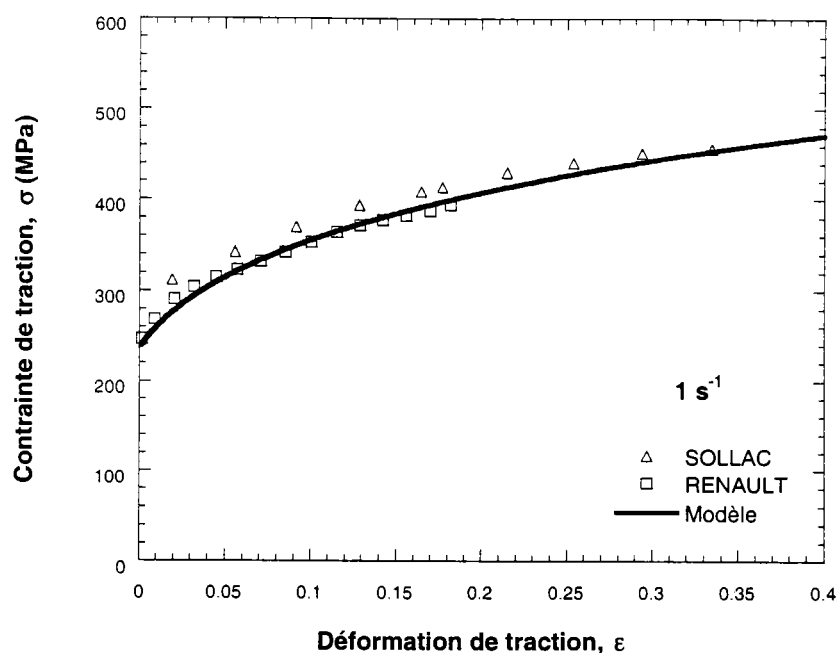
a)



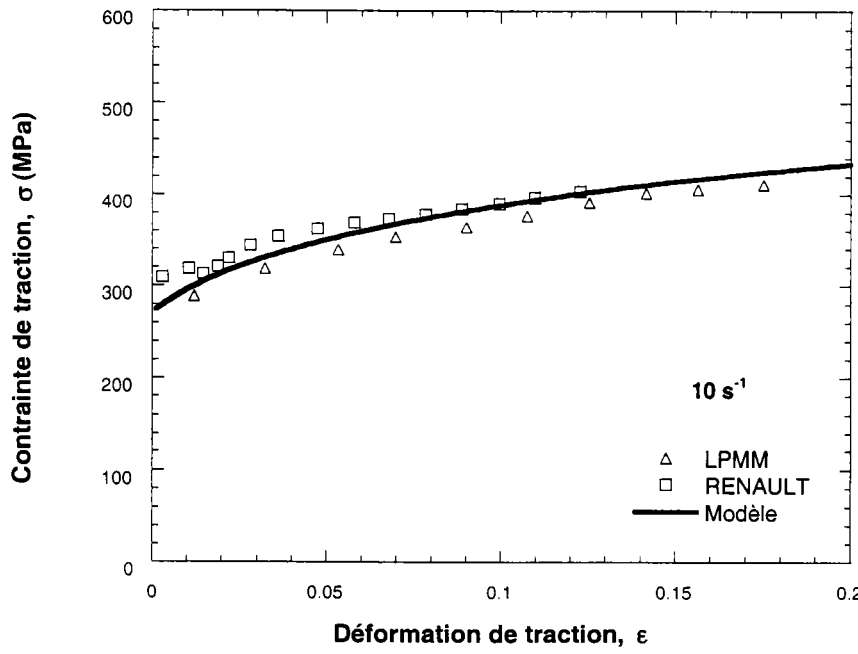
b)



c)



d)



e)

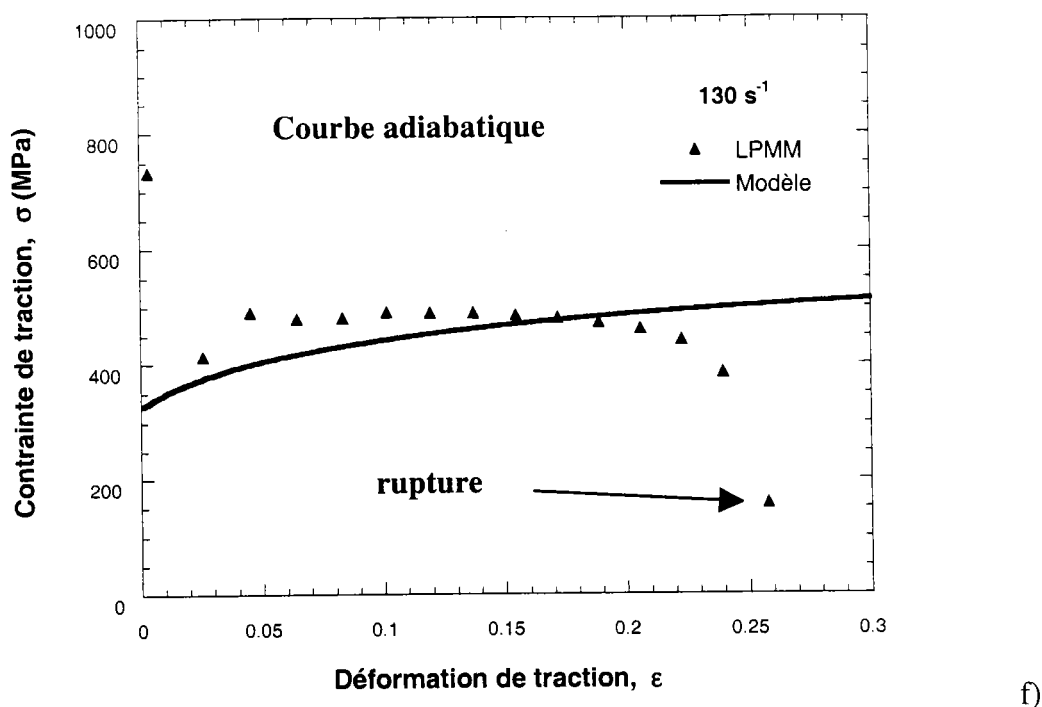


Fig. 2-10 : Comparaison des résultats expérimentaux et analytiques obtenus en traction pour différentes vitesses de déformation, $10^{-3} \leq \dot{\epsilon} \leq 130 \text{ s}^{-1}$, acier ES

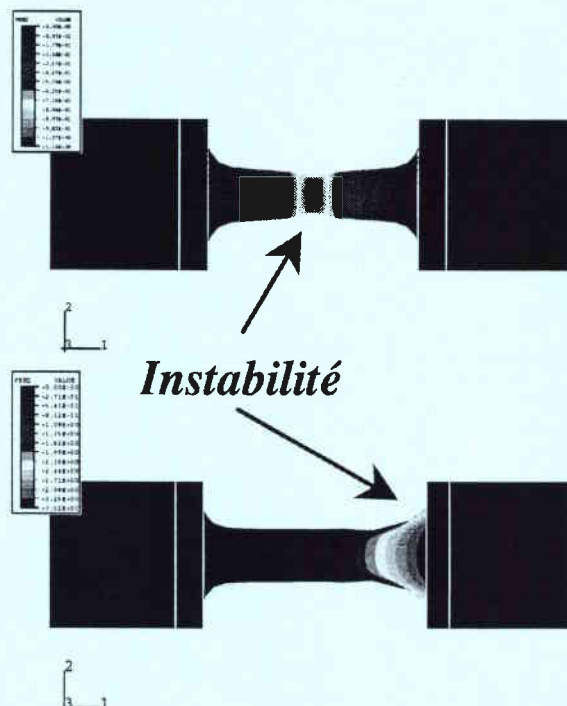
L'analyse globale de l'ensemble des résultats de traction montre également, comme dans le cas de la modélisation du double cisaillement, une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques. L'erreur maximale est de l'ordre de 5%.

V - CONCLUSIONS

La loi de comportement originale proposée dans ce chapitre permet de tenir compte de phénomènes physiques (écrouissage, sensibilité à la vitesse de déformation et à la température) importants en chargement dynamique tels que la sensibilité à la vitesse de déformation et la sensibilité à la température. Malgré cela, elle reste relativement simple dans sa formulation et le nombre de paramètres est très réduit en comparaison des modèles physiques couramment employés pour décrire l'ensemble des influences citées précédemment. Il est donc aisé de définir l'ensemble des constantes du modèle grâce à l'algorithme d'identification et de l'introduire dans un code de calculs afin de modéliser à la fois des problèmes quasi-statique et dynamique puisque les comparaisons des résultats dans ces deux domaines sont très favorables.

CHAPITRE III

ANALYSE DE LA VITESSE D'IMPACT CRITIQUE (VIC) EN TRACTION DYNAMIQUE DE L'ACIER ES



I - INTRODUCTION

L'analyse des caractéristiques mécaniques en traction est très importante, non seulement pour déterminer les propriétés des matériaux sous sollicitations dynamiques, mais également pour comprendre les phénomènes physiques causés par impact et plus particulièrement, les problèmes de propagation d'ondes. Le processus de propagation d'ondes influe de manière significative sur les processus de localisations et d'instabilités plastiques. En chargement dynamique, l'un des facteurs agissant sur la localisation de la déformation plastique est la vitesse d'impact critique VIC qui fige le déplacement des déformations [82] au sein du matériau et crée une localisation rapide proche du point d'impact, ce phénomène constaté en cisaillement reste valide en traction. Des observations expérimentales faites par Wood en traction (1965) [103] ont démontré que la vitesse d'impact critique, pour un grand nombre de matériaux est similaire pour des essais de traction ou d'emboutissage rapide (plus particulièrement pour la partie du dôme). Cette constatation nous a incité à définir la VIC en traction même si notre sujet d'étude était la perforation. De cette approche, un critère de localisation local basé sur la VIC a pu être défini pour la perforation réalisée par un poinçon hémisphérique (essai extrême d'emboutissage).

II – ETUDE DES INSTABILITES EN TRACTION UNIAXIALE ET BIAXIALE

II-1 Critère uniaxial (Hart 1967)

L'étude de la stabilité des processus de déformation reste un domaine d'étude très actif. En effet, la compréhension des phénomènes déstabilisant lors des processus de mise en forme où de sollicitations extrêmes permet la définition de critères de plus en plus complets tenant compte de l'écrouissage, de la sensibilité à la vitesse de déformation, de la température et également des effets d'inertie. La forte influence du gradient de température sur le processus de localisation de la déformation durant un essai de traction a été démontré expérimentalement par Ferron en 1981 [83]. Ainsi, à température ambiante, la localisation conduisant à la striction s'observe au centre de l'échantillon en raison de la forte augmentation de température locale. Par contre, pour les essais réalisés dans de l'eau ($T = C^{ste}$) l'instabilité se déclenche aux endroits présentant une imperfection géométrique. Cette dernière remarque démontre que l'instabilité peut être déclenchée par l'introduction d'un défaut géométrique comme nous le verrons par la suite. Ainsi, la connaissance de critères de rupture intrinsèques aux matériaux permet de définir une limite supérieure de déformation à ne pas dépasser pour assurer correctement le processus de déformation envisagé. L'un des premiers critères fût proposé par Considère (1885) [84]. Celui-ci postule que l'instabilité se déclenche lorsque la force appliquée P est maximale. La condition d'instabilité de traction s'écrit :

$$dP = 0 \quad (3-1)$$

A partir de ce critère, il est possible d'étudier le phénomène d'instabilité en traction uniaxiale en tenant compte de l'influence de l'écrouissage et de la sensibilité à la vitesse de déformation Hart (1967) [85]. Ainsi, si l'on considère un matériau présentant une dépendance en déformation ϵ et en vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$, la forme différentielle se note :

$$d\sigma = \sigma_{\epsilon} d\epsilon + \sigma_{\dot{\epsilon}} d\dot{\epsilon} \quad (3-2)$$

Les coefficients σ_{ϵ} et $\sigma_{\dot{\epsilon}}$ sont considérés comme des paramètres dépendant de l'histoire du chargement et évoluent ainsi avec le processus de déformation. Si l'on considère une éprouvette de

traction de longueur L et de section A chargée par une force P , la contrainte équivalente de traction est définie par la relation suivante :

$$\sigma = \frac{P}{A} \quad (3-3)$$

Si l'on dérive les équations 3-2 et 3-3 par rapport au temps, nous aboutissons aux expressions :

$$\begin{cases} \dot{P} = \dot{\sigma}A + \sigma\dot{A} \\ \dot{\sigma} = \sigma_{\epsilon}\dot{\epsilon} + \sigma_{\epsilon}\ddot{\epsilon} \end{cases} \quad (3-4)$$

la division de l'équation 3-4 par l'expression 3-3 donne :

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \quad (3-5)$$

Connaissant l'expression de la vitesse de déformation et de sa dérivée seconde :

$$\begin{cases} \dot{\epsilon} = \frac{\dot{L}}{L} = -\frac{\dot{A}}{A} \\ \ddot{\epsilon} = \frac{\ddot{L}}{L} - \left(\frac{\dot{L}}{L}\right)^2 = -\frac{\ddot{A}}{A} + \left(\frac{\dot{A}}{A}\right)^2 \end{cases} \quad (3-6)$$

La combinaison de ces relations avec l'équation (3-5) permet d'aboutir à la relation suivante :

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\left(\frac{\dot{L}}{L}\right)[1 - \eta + \phi] + \left(\frac{\ddot{L}}{L}\right)\phi \quad (3-7)$$

où ϕ et η sont des paramètres matériel définis par :

$$\eta \equiv \left(\frac{1}{\sigma}\right)_{\sigma_{\epsilon}} \quad (3-8)$$

$$\phi \equiv \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\sigma}\right)_{\sigma_{\epsilon}} \quad (3-9)$$

Dans le cas où nous imposons une vitesse de sollicitation constante, l'accélération $\ddot{L} = 0$. Cette considération nous conduit à l'équation suivante :

$$\left(\frac{d \ln P}{d \ln L}\right)_L = \eta - 1 - \phi \quad (3-10)$$

Cette relation est valide essentiellement dans le cas où le processus reste homogène. On observe que le processus déstabilisant résulte de l'évolution de la vitesse de déformation et de la contrainte. Une autre source déstabilisante liée à la géométrie de l'éprouvette est une diminution de section en un

endroit de la partie active de l'éprouvette. Ainsi, nous pouvons étudier la stabilité du critère en introduisant une variation $\delta\dot{A}$ de l'épaisseur tout en supposant la force constante. L'expression suivante doit être respectée :

$$0 = \sigma\delta A + A\delta\sigma \quad (3-11)$$

de même les équations permettent d'écrire :

$$\begin{cases} \delta\sigma = \sigma_\epsilon \delta\epsilon + \sigma_{\dot{\epsilon}} \delta\dot{\epsilon} \\ \delta\epsilon = -\frac{\delta A}{A} \\ \delta\dot{\epsilon} = -\frac{\delta\dot{A}}{A} + \left(\frac{\dot{A}}{A}\right)\left(\frac{\delta A}{A}\right) \end{cases} \quad (3-12)$$

La combinaison de cet ensemble d'équations permet d'aboutir au critère de stabilité suivant :

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{A}}{\delta \ln A}\right)_P = -\frac{(1-\eta-\phi)}{\phi} \quad (3-13)$$

Ainsi, la déformation reste stable durant le processus de traction si la condition suivante est respectée :

$$\left(\frac{\delta \dot{A}}{\delta A}\right)_P \leq 0 \quad (3-14)$$

puisque $\dot{A}/A$ est négatif, la condition de stabilité peut également se noter :

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{A}}{\delta \ln A}\right)_P \geq 0 \quad (3-15)$$

Ceci peut également s'écrire en terme de sensibilité à la vitesse et d'écrouissage de la façon suivante :

$$\eta + \phi \geq 1 \quad (3-16)$$

A parti de cette analyse d'instabilité thermoviscoplastique en traction, une loi différentielle généralisée a été proposée par Hart (1970) [86] de la forme suivante :

$$d(\ln \sigma_e) = m d(\ln \dot{\epsilon}_e) + n d(\ln \epsilon_e) \quad (3-17)$$

où m et n sont respectivement la sensibilité à la vitesse de déformation et le coefficient d'écrouissage. Cette relation différentielle découle de la loi de comportement du type $\sigma_e = k\dot{\epsilon}_e^m \epsilon_e^n$. La formulation proposée Eq. 3-17 est valide pour décrire le gradient de contrainte le long de l'éprouvette de traction déformée de façon non homogène. Ainsi, on note :

$$\delta(\ln \sigma_e) = m\delta(\ln \dot{\epsilon}_e) + n\delta(\ln \epsilon_e) \quad (3-18)$$

Si l'on suppose être en contrainte plane ($\sigma_3 = 0$) au cours de la déformation, l'incrément de contrainte s'écrit :

$$\begin{aligned} \delta\sigma_e &= \frac{\partial\sigma_e}{\partial\sigma_1}\delta\sigma_1 + \frac{\partial\sigma_e}{\partial\sigma_2}\delta\sigma_2 \\ &= \beta_1\delta\sigma_1 + \beta_2\delta\sigma_2 \end{aligned} \quad (3-19)$$

Les expressions des β_i dépendent de la forme de la loi de comportement. Si l'on divise l'équation précédente par la contrainte effective σ_e et en combinant cette expression avec l'équation 3-18, nous obtenons le critère de striction généralisé en contrainte plane suivant :

$$m\delta(\ln \dot{\epsilon}_e) + n\delta(\ln \epsilon_e) = \frac{\beta_1\delta\sigma_1 + \beta_2\delta\sigma_2}{\sigma_e} \quad (3-20)$$

Ce critère peut également être étendu au chargement biaxial de façon à définir les courbes limites de formage (CLF) utilisé comme critère de rupture en emboutissage. Les premiers critères pour ce type de chargement résultent des travaux de Swift et Hill [87-88].

II-2 Critère biaxial, courbes limites de formage

II-2-1 Critère de Swift (1952)

L'étude des problèmes d'instabilité plastique en chargement biaxial permettent de prédire le taux de déformation maximale que peut subir un matériau avant de rompre. En effet le phénomène de localisation est le précurseur de la rupture. Il postule que l'instabilité apparaît lorsque la force F passe par un maximum, Eq. 3-1. En 1952, Swift [87] a étendu ce critère uniaxiale, Eq. 3-1, pour l'étude du comportement des tôles en chargement biaxiale.

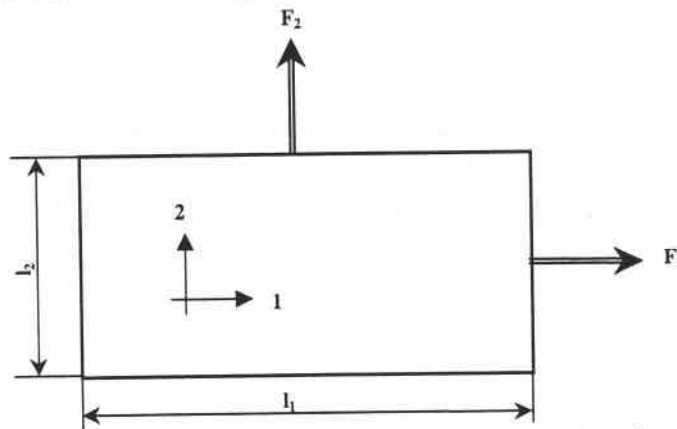


Fig. 3-1 : Représentation schématique du repère principal utilisé dans l'approche de Swift

Le critère de la force maximale Eq. 3-1 se généralise en chargement biaxial par la relation suivante :

$$\frac{dF}{F} = 0 \quad (3-21)$$

Soit

$$\begin{cases} \frac{dF_1}{F_1} = \frac{d\sigma_1}{\sigma_1} + \frac{dl_2}{l_2} + \frac{dh}{h} ; \frac{dF_1}{F_1} = 0 \\ \frac{dF_2}{F_2} = \frac{d\sigma_2}{\sigma_2} + \frac{dl_1}{l_1} + \frac{dh}{h} ; \frac{dF_2}{F_2} = 0 \end{cases} \quad (3-22)$$

Le chargement imposé en contrainte est lié par le rapport :

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \alpha \quad (3-23)$$

Ensuite l'utilisation de la condition d'incompressibilité et la considération du critère de von-Mises à écrouissage isotrope, permet d'aboutir au critère d'instabilité en chargement biaxial.

$$d\varepsilon_1 + d\varepsilon_2 + d\varepsilon_3 = 0 \quad (3-24)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij}} = \sqrt{\sigma_1^2 - \sigma_1 \sigma_2 + \sigma_2^2} \quad (3-25)$$

Où S_{ij} est le déviateur des contraintes.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{4\alpha^3 - 3\alpha^2 - 3\alpha + 4}{4(\alpha^2 - \alpha + 1)^{3/2}} \sigma \quad (3-26)$$

On remarque ici, l'absence des effets de vitesse de déformation. Lian et Zhou en 1989 [89] ont repris cette étude de Swift en la combinant avec le critère généralisé de Hart, Eq. 3-20 tout en introduisant les quantités suivantes :

$$\begin{cases} \delta\sigma_1 = \sigma_1 \delta\varepsilon_1 \\ \delta\sigma_2 = \sigma_2 \delta\varepsilon_2 \end{cases} \quad (3-27)$$

Ainsi, le critère généralisé s'écrit :

$$m \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_e^a}{\dot{\varepsilon}_e^b} \right) + n \ln \left(\frac{\varepsilon_e^a}{\varepsilon_e^b} \right) = C_s \ln \left(\frac{S_1^b}{S_1^a} \right) \quad (3-28)$$

Les indices a et b définissent respectivement la zone homogène et d'instabilité. Quant à C_s , il est défini par la relation suivante :

$$C_s = \frac{\beta_1^2 + \alpha \beta_2^2}{A_1 \beta_1} \quad (3-29)$$

où A_1 est un paramètre reliant la contrainte effective à la composante σ_1 ($\sigma_e = A_1 \sigma_1$) et qui est fonction de la fonction de charge.

II-2-2 Critère de Hill (1952)

Contrairement au critère de Swift qui définit une localisation diffuse, le critère de Hill [88] associe l'instabilité plastique dans une tôle à une striction localisée qui résulte de la localisation de l'écoulement plastique dans une bande induisant une diminution de l'épaisseur. Cette bande est inclinée d'un angle ψ par rapport aux directions principales des contraintes.

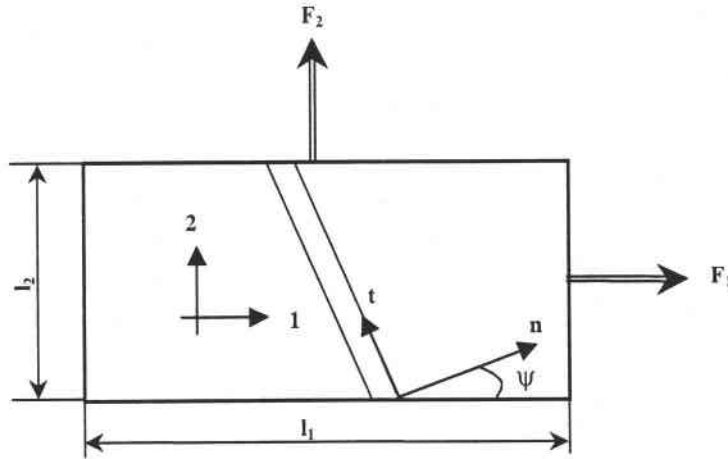


Fig. 3-2 : Représentation schématique du repère principal utilisé dans l'approche de Hill et définition de la direction normale $\underline{n}$ et tangentielle $\underline{t}$

Le mécanisme de déclenchement de l'instabilité résulte de la présence d'une ligne d'extension nulle le long de laquelle la localisation apparaîtra. L'extension de cette bande d'instabilité s'écrit :

$$d\epsilon_{tt} = d\epsilon_1 \sin^2 \psi + d\epsilon_2 \cos^2 \psi \quad (3-30)$$

La localisation apparaît seulement si l'extension $d\epsilon_{tt}$ est nulle, ainsi cette condition est vérifiée si :

$$\tan^2 \psi = \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \psi} = -\frac{d\epsilon_2}{d\epsilon_1} \quad (3-31)$$

Le trajet de déformation ρ se note :

$$\rho = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (3-32)$$

On constate que la ligne d'extension nulle n'existe que dans le domaine des $\epsilon_2 < 0$. Cette zone s'appelle le rétreint. La striction quand à elle, apparaît selon Hill le long de la direction $\underline{t}$ lorsque la force normale F_n à cette direction est maximale. Ceci résulte du critère de Considère, Eq. 3-1.

$$dF_n = 0 \quad (3-33)$$

Sachant que $F_n = \sigma_{nn} S_\psi$, l'équation précédente devient

$$\frac{dF_n}{F_n} = \frac{d\sigma_{nn}}{\sigma_{nn}} + \frac{dS_\psi}{S_\psi} = 0 \quad (3-34)$$

La composante normale σ_{nn} s'écrit dans les axes principaux, $\underline{\sigma}_{n,t} = \underline{A}^t \underline{\sigma}_{1,2} \underline{A}$ avec $\underline{A}$ qui est la matrice de passage. Le rapport des contraintes α est défini par l'équation 3-23.

$$\sigma_{nn} = \sigma_1 \cos^2 \psi + \sigma_2 \sin^2 \psi = \sigma_1 (\cos^2 \psi + \alpha \sin^2 \psi) \quad (3-35)$$

L'apparition de la striction apparaît pour un état de contrainte uniforme dans la tôle $\sigma_1 = \sigma_2$, soit :

$$\frac{d\sigma_{nn}}{\sigma_{nn}} = \frac{d\sigma_1}{\sigma_1} = \frac{d\sigma}{\sigma} \quad (3-36)$$

La condition d'extension nulle, $d\epsilon_{tt} = 0$, permet d'écrire :

$$\frac{dS_\psi}{S_\psi} = \frac{dh}{h} = d\epsilon_3 \quad (3-37)$$

De plus l'emploi du critère de von-Mises permet de définir l'incrément de déformation $d\epsilon_3$ en fonction du rapport des contraintes par la relation suivante :

$$d\epsilon_3 = \frac{d\epsilon(1+\alpha)}{2(\alpha^2 - \alpha + 1)^{1/2}} \quad (3-38)$$

L'analyse de Lian et Zhou permet également d'étudier le phénomène de striction localisé par le biais du critère généralisé de Hart. Dans ce cas, ils relient les forces F_i à l'épaisseur T par la relation (3-3). Ainsi, les équations d'équilibre $\delta F_1 = 0$ et $\delta F_2 = 0$ s'écrivent :

$$\begin{cases} \delta\sigma_1 = -\delta(\ln T)\sigma_1 \\ \delta\sigma_2 = -\delta(\ln T)\sigma_2 \end{cases} \quad (3-39)$$

Combinant les relation Eq. 3-39 avec l'équation 3-20, nous aboutissons au critère d'instabilité localisé en chargement biaxial suivant :

$$C_H (-\delta(\ln T)) = m\delta(\ln \dot{\epsilon}_e) + n\delta(\ln \epsilon_e) \quad (3-40)$$

où C_H est défini par l'expression suivante :

$$C_H = \frac{\beta_1 + \alpha\beta_2}{A_1} \quad (3-41)$$

Graphiquement l'allure des couples de localisation de la déformation, $(\epsilon_2; \epsilon_1)$ en fonction du critère retenu (Swift ou Hill) prend cette allure, Fig. 3-3.

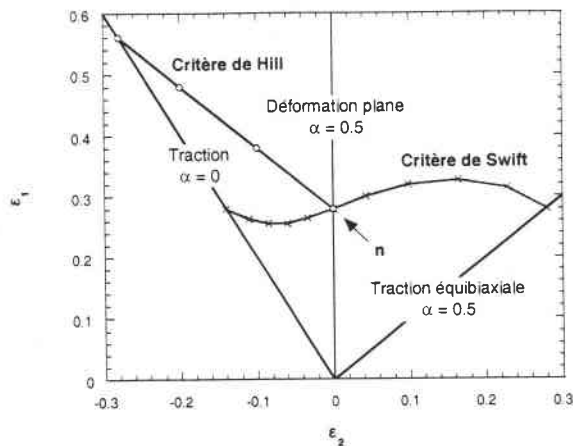


Fig. 3-3 : Définition des CLF selon l'approche de Swift et Hill

II-2-3 Approche de Marciniak et Kuczynski (1967)

Dans les analyses précédentes l'épaisseur de la tôle était homogène. Marciniak et Kuczynski [90] font l'hypothèse d'une imperfection géométrique dans l'épaisseur de la tôle. Celle ci peut être reliée physiquement à la rugosité de la tôle après laminage, Fig 3-4-a et 3-4-b. La sommation de toutes ces irrégularités peut être définie selon l'hypothèse de Marciniak comme un défaut unique, Fig. 3-4-c.

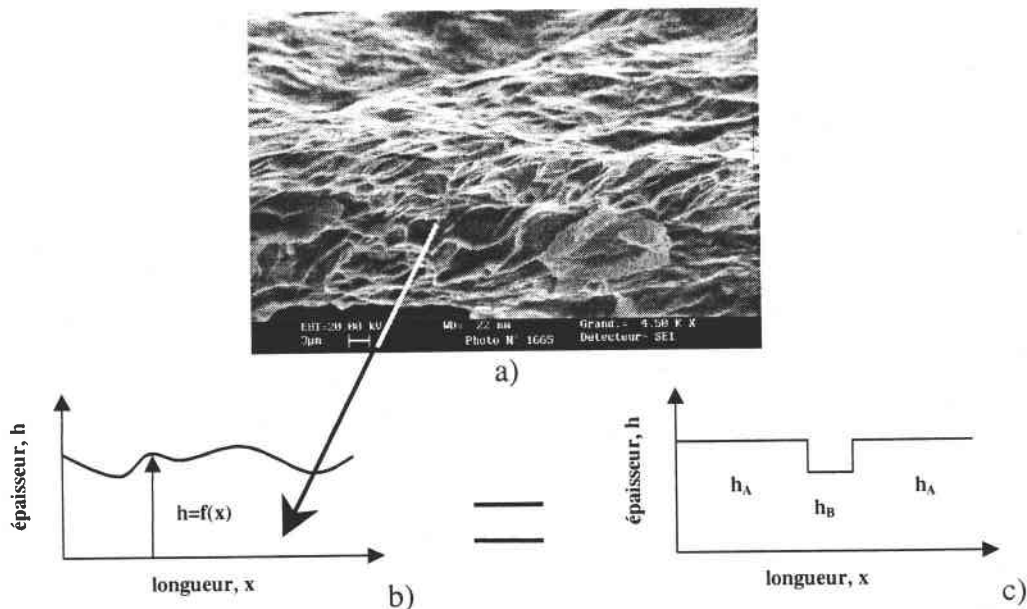


Fig. 3-4 : a) Observation microscopique de l'état de surface initiale de l'acier ES, b) Représentation schématique de la rugosité d'une tôle, c) Représentation du défaut utilisé dans l'approche de Marciniak et Kuczynski

Cette hypothèse permet de scinder le milieu étudié en deux zones d'épaisseur initiale respective $h_A(0)$ et $h_B(0)$. Ainsi le défaut géométrique ξ est défini par l'expression

$$\xi = \frac{h_A(0) - h_B(0)}{h_A(0)}$$

(3-42)

La croissance de ce défaut permet de déterminer les limites d'emboutissage des tôles considérées. Le chargement de la zone homogène est régit par :

$$\rho = \frac{\varepsilon_2^A}{\varepsilon_1^A} ; \rho = C^{ste} \quad (3-43)$$

l'inclinaison de ce défaut au cour du chargement est définie par la relation suivante :

$$\tan \psi = \exp[(1-\rho)\varepsilon_1^A] \tan \psi(0) \quad (3-44)$$

En appliquant le principe fondamental de la statique définissant l'équilibre de la bande dans la direction normale $\underline{n}$ et tangentielle $\underline{t}$, nous obtenons :

$$\begin{cases} \sigma_{nn}^A h^A = \sigma_{nn}^B h^B \\ \sigma_{nt}^A h^A = \sigma_{nt}^B h^B \end{cases} \quad (3-45)$$

les composantes σ_{nn} , σ_{tt} et σ_{nt} sont des fonctions des composantes principales σ_1 et σ_2 . Celle-ci s'obtiennent par changement de base

$$\begin{cases} \sigma_{nn}^A = \sigma_1^A \cos^2 \psi + \sigma_2^A \sin^2 \psi \\ \sigma_{tt}^A = \sigma_1^A \sin^2 \psi + \sigma_2^A \cos^2 \psi \\ \sigma_{nt}^A = (\sigma_2^A - \sigma_1^A) \cos \psi \sin \psi \end{cases} \quad (3-46)$$

La condition de compatibilité sur les déformations donne :

$$d\varepsilon_{tt}^A = d\varepsilon_{tt}^B \quad (3-47)$$

Par le biais de cette approche et l'utilisation d'une loi de comportement tenant compte des effets de la vitesse de déformation du type $\sigma = K\varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m$, il est possible d'obtenir le système d'équation de localisation suivant :

$$\begin{cases} (1-B-G)^{1/2} \left[1 - B \left(\frac{d\bar{\varepsilon}^A}{d\bar{\varepsilon}^B} \right)^2 \right]^{1/2} \left(\frac{d\bar{\varepsilon}^A}{d\bar{\varepsilon}^B} \right)^m = (1-\xi) \left(\frac{\bar{\varepsilon}^B}{\bar{\varepsilon}^A} \right)^n \exp(C\bar{\varepsilon}^A + \varepsilon_3^B) \\ \frac{d\varepsilon_3^B}{d\bar{\varepsilon}^A} = -\frac{A}{H} \left[1 - B \left(\frac{d\bar{\varepsilon}^A}{d\bar{\varepsilon}^B} \right)^2 \right]^{1/2} - D \frac{d\bar{\varepsilon}^A}{d\bar{\varepsilon}^B} \end{cases} \quad (3-48)$$

A, B, C, D, G et H sont des paramètres dépendants du rapport des déformations et de l'inclinaison de la bande. La difficulté de résolution de ce système réside en la présence du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation m ($m \approx 0.02$), qui induit des singularités numériques. La localisation de la déformation apparaît quand $\bar{\varepsilon}^B$ tend vers l'infini et la valeur de $\bar{\varepsilon}^A$ correspondante correspond à la limite de formage.

II-2-4 Approche de Ferron

Comme dans l'approche de Marciniak, la tôle présente une non homogénéité dans son épaisseur. Son intensité est définie par l'Eq. 3-42. Ce défaut est dans cette analyse incliné d'un angle ψ par rapport aux directions principales des contraintes. Lorsque l'axe de la bande ne coïncide pas avec une des directions principales, celle-ci subit une rotation notée ψ^{bande} . La rotation de l'angle est définie par la relation Eq. 3-44. Ensuite l'ensemble des équation 3-43 et 3-45 restent valident. Le système 3-46 s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{cases} \sigma_{nn}^A = \sigma_1^A \cos^2 \psi + \sigma_2^A \sin^2 \psi \\ \sigma_{tt}^A = \epsilon_1 \sin^2 \psi + \epsilon_2 \cos^2 \psi \\ \sigma_{nt}^A = (\sigma_2^A - \sigma_1^A) \cos \psi \sin \psi \end{cases} \quad (3-49)$$

Toutes ces équations sont ensuite couplés à une fonction de charge plastique définie par Ferron et Molinari et Ferron et al. [91-92]. Celle-ci s'écrit :

$$f = \phi(\sigma_1, \sigma_2) - \sigma \quad (3-50)$$

Ensuite, un changement de variable est utilisée de la forme :

$$x_1 = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2\sigma} ; x_2 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma} \quad (3-51)$$

Ainsi, la nouvelle fonction de charge s'écrit :

$$f = \psi(x_1, x_2) - \sigma \quad (3-52)$$

Finalement, la représentation paramétrique prend la forme suivante :

$$\begin{cases} x_1 = x_1(\theta, \alpha) = g(\theta, \alpha) \cos \theta \\ x_2 = x_2(\theta, \alpha) = g(\theta, \alpha) \sin \theta \end{cases} \quad (3-53)$$

$g(\theta, \alpha)$ représente la longueur du rayon de la surface de charge dans le plan (x_1, x_2) et θ défini l'angle polaire associé. Cette formulation résulte d'une extension des travaux de Budiansky (1984) [93]. L'avantage de cette formulation est de pouvoir définir un matériau répondant au critère de von-Mises et de Tresca simplement en faisant varier le paramètre k , Eq. 3-54-55. De plus, le point anguleux rencontré avec le critère de Tresca induisant une singularité numérique lors du calcul de la composante d'écoulement $(\partial f / \partial \sigma)$ est absente en raison de la courbure des angles. On s'approche ainsi, d'une fonction de charge de Hill aplatie. Un autre avantage est la possibilité de définir la fonction de charge en fonction de la structure microscopique du matériau étudié Fig. 3-5-c [91].

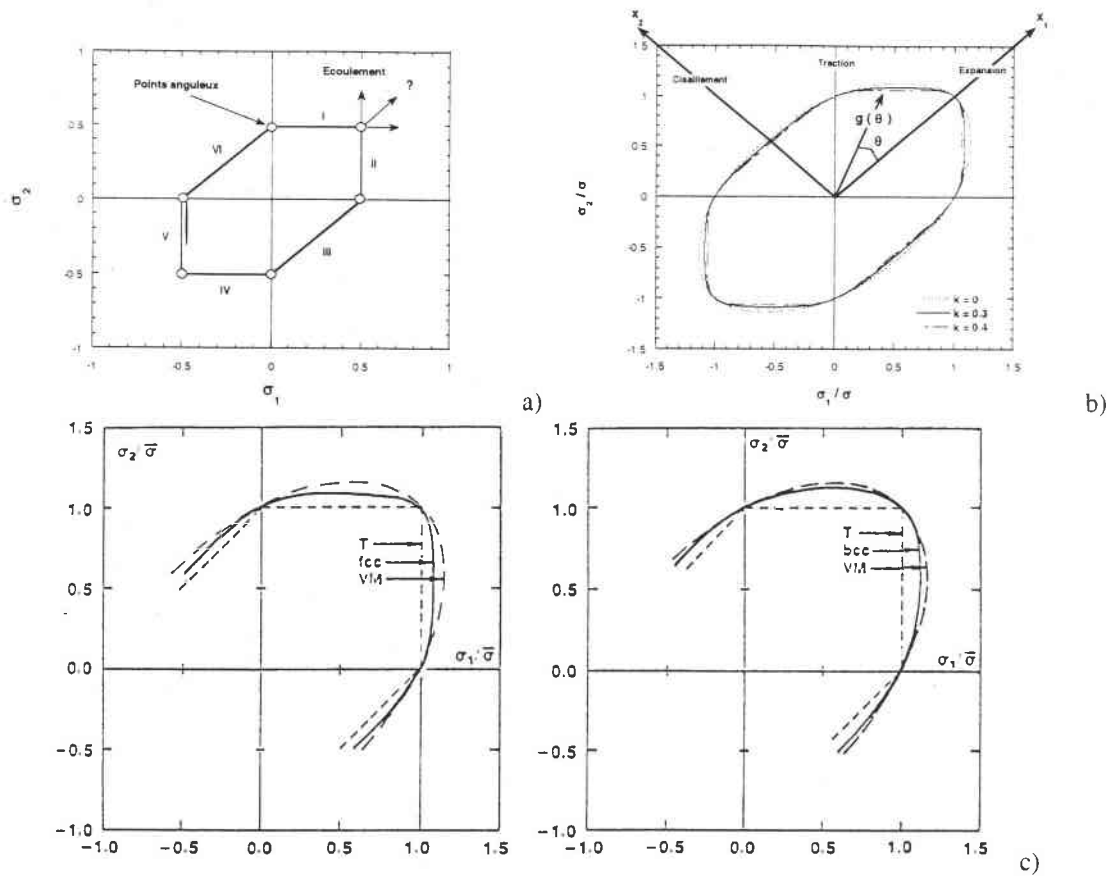


Fig. 3-5 : Représentation du critère de Tresca et de ses singularités intrinsèques, b) Définition du critère quadratique de Hill à partir de l'équation 3-54 et 3-55 ($k=0$), c) Définition de la fonction de charge en fonction de la microstructure CC ou CFC du matériau.

Les formes explicites de $g(\theta)$ définies par Ferron et al. en 1994 [92] pour décrire un comportement isotrope et anisotrope s'écrivent respectivement :

$$g(\theta) = (1 - k)g(\theta)^{-6} = (\cos^2 \theta + 3\sin^2 \theta)^3 - k \cos^2 \theta (\cos^2 \theta - 9\sin^2 \theta)^2 \quad (3-54)$$

$$g(\theta) = (1 - k)g(\theta)^{-6} = (\cos^2 \theta + A \sin^2 \theta)^3 - k \cos^2 \theta (\cos^2 \theta - B \sin^2 \theta)^2 \quad (3-55)$$

La constante k définit la courbure de la fonction de charge, A et B sont des constantes du matériau. Il est possible de retrouver la fonction de Hill en prenant $k = 0$, Fig. 3-5-b et $A = 1 + 2R$ (R coefficient d'anisotropie de Lankford). Récemment, des calculs ont été réalisés avec une loi de comportement tenant compte de la sensibilité à la vitesse de déformation du type : $\sigma = K(\epsilon_0 + \epsilon)^n (\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^m$. Ceci dans le but de simuler des processus d'emboutissage [94] via le code d'éléments finis ABAQUS Standard. On remarque à travers cette analyse que le point de striction augmente avec la sensibilité à la vitesse de déformation et l'intensité du coefficient d'écroutissage n .

II-2-5 Approche de Dudzinski et Molinari (1991)

Au cours de cette approche, le matériau est considéré comme totalement homogène dans son épaisseur. La recherche de l'instabilité se fait par l'utilisation de la méthode des perturbations [95-96]. L'un des avantages majeur de cette analyse est la prise en compte des effets de la sensibilité à la vitesse de déformation, à la température. Dans cette approche, il est également possible de tenir

compte de deux processus thermique qui sont d'une part les conditions adiabatiques d'autre part les conditions isothermes. Les effets d'inertie peuvent également être pris en compte. Une extension de ce modèle [97-98] a permis d'étudier l'évolution de la microstructure au cours du chargement.

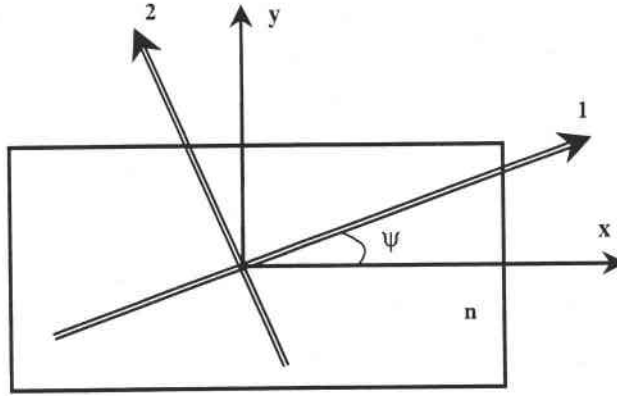


Fig. 3-6 : Représentation schématique des axes de sollicitation et des axes principaux

L'écoulement du matériau durant le chargement est décrit par la relation suivante :

$$\underline{\underline{D}} = \lambda \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (3-56)$$

où λ est un paramètre caractérisant la déformation plastique, $\underline{\underline{D}}$ est le tenseur Eulérien des vitesses de déformation, $\bar{\sigma}$ définit la contrainte équivalente et $\underline{\underline{\sigma}}$ est le tenseur des contraintes dans la base (x_1, x_2) . L'écoulement plastique est couplé à la fonction de charge de Hill s'écrit dans le cas anisotrope :

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{3}{2}} \left[\frac{(G+H)\sigma_{xx}^2 - 2H\sigma_{xx}\sigma_{yy} + (H+F)\sigma_{yy}^2 + N\sigma_{xy}^2 + N\sigma_{yx}^2}{F+G+H} \right]^{1/2} \quad (3-57)$$

F, G, H et N sont des constantes caractérisant l'état d'anisotropie du matériau. Ensuite, il est nécessaire de définir la vitesse de déformation équivalente $\dot{\bar{\epsilon}}$. Celle-ci s'obtient à partir du travail-conjugué de la contrainte équivalente :

$$\underline{\underline{\sigma}} \underline{\underline{D}} = \bar{\sigma} \dot{\bar{\epsilon}} \quad (3-58)$$

La substitution de (3-56) dans (3-58) permet de définir l'intensité du coefficient de plasticité λ . Ainsi :

$$\lambda = \dot{\bar{\epsilon}} \quad (3-59)$$

L'ensemble des équations est ensuite couplé à la loi de comportement thermoviscoplastique suivante :

$$\sigma = k \epsilon^n \dot{\epsilon}^m T^{-v} \quad (3-60)$$

L'ensemble des quantités doivent vérifier certaines conditions, notamment les équations ci-dessous :

$$\underline{\underline{D}} = \frac{1}{2} (\underline{\underline{\text{grad} V}} + {}^t \underline{\underline{\text{grad} V}}) \quad \text{Compatibilité} \quad (3-61)$$

$$\underline{\underline{\text{div} \sigma}} = 0 \quad \text{Equilibre} \quad (3-62)$$

$$\text{trace}(\underline{\underline{D}}) = 0 \quad \text{Incompressibilité} \quad (3-63)$$

On utilise ensuite l'équation de la chaleur pour réaliser les conditions isotherme et adiabatique ($k = 0$) :

$$\rho c \dot{T} = k \Delta T + \beta \overline{\sigma} \dot{\epsilon} \quad (3-64)$$

La méthode des perturbations est appliquée à l'ensemble des équations décrites précédemment. Cette technique consiste à superposer à la solution homogène S^0 du problème une faible perturbation du type :

$$\delta S_i = \delta S_i^0 \exp[\eta(t - t_0)] \exp(i \xi x_i) \quad (3-65)$$

L'ensemble des quantités physiques (contraintes, déformations etc....) du problème s'écrivent sous la forme suivante :

$$S = S^0 + \delta S^0 \exp[\eta(t - t_0)] \exp(i \xi x_i) \quad (3-66)$$

Après substitution de ce type de solution Eq. 3-66, nous aboutissons à un système linéaire. Une solution non homogène existe si et seulement si le système admet une solution δS^0 non nulle. Ainsi, le calcul du déterminant du système matriciel permet de définir l'ensemble des racines η_i du problème. Chacune des racines complexes est associée à un mode de perturbation. La théorie linéaire prédit l'apparition d'une instabilité, lorsque la condition suivante est vraie :

$$\text{Re}(\eta) > 0 \quad \text{Instabilité absolue} \quad (3-67)$$

Cependant, il est possible qu'une instabilité apparaisse progressivement. Il est dans ce cas nécessaire d'introduire une mesure définissant le mode de croissance. Ceci se fait par la relation suivante :

$$\text{Re}(\eta) = e \quad \text{Effective instabilité} \quad (3-68)$$

Lorsque la relation (3-68) est satisfaite, une instabilité effective d'intensité e est atteinte. Sur la figure suivante on constate que le domaine défini par la traction plane et biaxiale est fortement influencé par le paramètre e . Par contre le domaine traction plane-traction les intensités des déformations restent invariantes pour des valeurs comprises entre $1 \leq e \leq 3.5$. On constate ainsi, que le paramètre e peut être défini comme un paramètre de lissage permettant de reproduire un grand nombre de résultats expérimentaux.

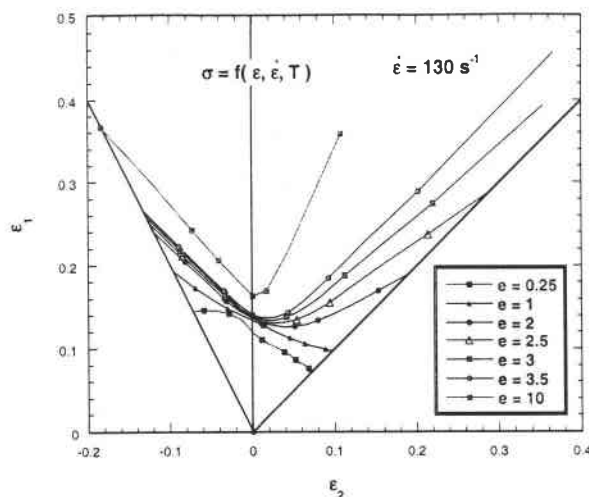


Fig. 3-7 : Effet de l'intensité du coefficient e sur le déclenchement de la striction, simulation obtenue à partir de la loi de comportement Eq. 2- 44

Dans notre cas, nous avons opté pour une valeur de $e = 2.5$, valeur utilisée par Dudzinski et Molinari [96]. Avec cette analyse nous pouvons constater que la vitesse de déformation fait décroître les CLF. Cependant cette chute semble stagner aux grandes vitesses de déformation. Cette valeur est de 0.2 en traction et 0.22 en traction biaxiale.

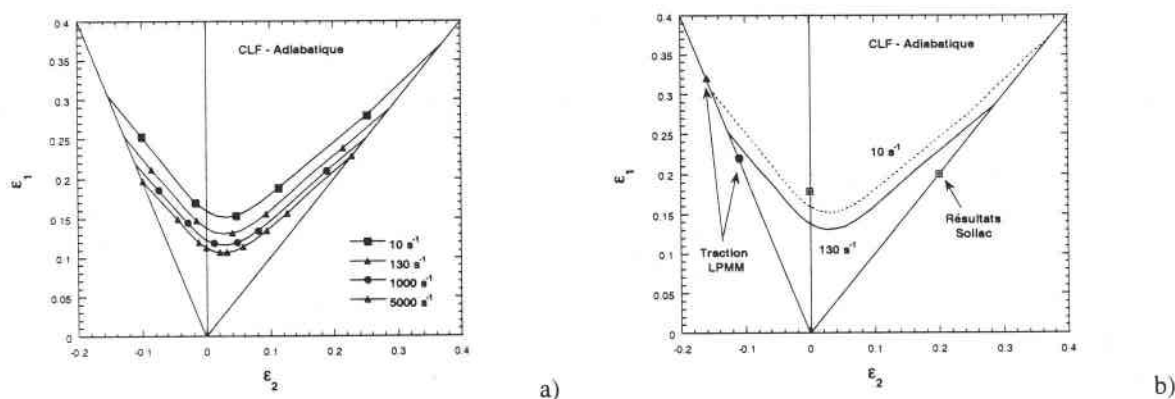


Fig. 3-8 : a) Effet de la vitesse sur le déclenchement de la striction, simulation obtenue à partir de la loi de comportement Eq. 2- ; b) Comparaison entre les prédictions et les expériences en traction, acier ES

Sur la figure 3-8-b, une comparaison entre les prédictions et le modèle est faite. Les résultats montrent une bonne concordance en traction ($\varepsilon_1 = -2\varepsilon_2$). Par contre dans le domaine $\varepsilon_2 \geq 0$, les prédictions restent hypothétiques. Les résultats obtenus par ce modèle sont en accord avec les résultats couramment observés dans la littérature, à savoir, une augmentation des CLF avec le coefficient de sensibilité à la vitesse et le coefficient d'écrouissage. Le point le plus important dans cette analyse est la prédiction des CLF en mode adiabatique. On remarque en régime adiabatique une chute de la CLF due à une forte localisation de la température responsable du déclenchement des instabilités. Ce type d'approche a été introduit dans un code d'éléments finis par Boudeau et Gélin (1996) [99] en supposant le matériau comme rigide plastique dans le but de simuler l'essai de Nakazima, Marciniak et d'emboutissage profond. Durant ces simulations l'influence du coefficient de frottement a été étudiée sur la profondeur d'embouti nécessaire à l'apparition de la striction. L'utilisation de la méthode des perturbations couplée à un code d'éléments finis a permis d'aboutir à une bonne représentation de la zone de striction.

Il existe également d'autres phénomènes d'instabilité thermoviscoplastique observés pour de grandes vitesses de déformation induisant un blocage des déformations plastiques en raison d'une célérité d'onde plastique nulle. Ce type d'instabilité peut induire un mode de rupture rapide du matériau au niveau du point d'impact. Par la suite, nous allons présenter ce phénomène et décrire la vitesse d'impact critique de l'acier ES où ce phénomène prend existence.

III - DEFINITION DE LA VITESSE D'IMPACT CRITIQUE (VIC)

L'analyse de la VIC reste un problème très important en sollicitation dynamique, puisque celle-ci peut être définie comme la vitesse critique au-delà de laquelle est déclenchée une instabilité responsable de la rupture prématurée du matériau. Dans la suite de ce chapitre, une étude analytique et numérique de la vitesse d'impact critique en traction dynamique est proposée. Le phénomène de la VIC en traction a été décrit analytiquement pour la première fois par von-Karman en 1950 [100]. L'approche théorique proposée par Karman utilise la théorie de la propagation des ondes plastiques. La solution est obtenue par l'équation différentielle du second ordre (3-73) qui découle de l'équation de mouvement (3-69) et de l'équation de continuité (3-70) :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad (3-69)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} - \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (3-70)$$

Où ρ est la masse volumique, v la vitesse massique, σ la contrainte appliquée et ϵ la déformation. En régime élastique, la contrainte est reliée à la déformation par la loi de Hooke.

$$\sigma = E \frac{\partial U}{\partial x} \quad (3-71)$$

en régime plastique la contrainte s'écrit :

$$d\sigma = \left(\frac{d\sigma}{d\epsilon} \right) \frac{\partial U}{\partial x} \quad (3-72)$$

substituant (3-69) dans (3-71) ou (3-72), la relation classique de propagation des ondes est définie :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = C(\epsilon)^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \quad (3-73)$$

Dans le cas général, C définit la célérité de l'onde élastique ou plastique longitudinale. La solution générale de l'équation (3-73) est de la forme:

$$U = f(x - Ct) + g(x + Ct) \quad (3-74)$$

où f et g sont des fonctions arbitraires dépendantes des conditions initiales, f correspond à la propagation de l'onde dans la direction positive de l'axe longitudinale x et g dans la direction opposée Fig. 3-9.

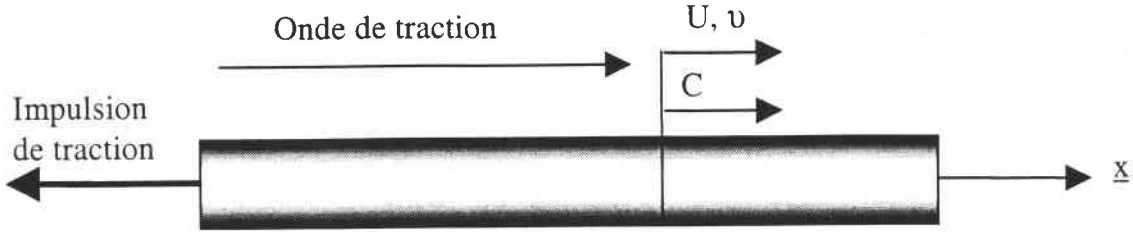


Fig. 3-9 : Propagation des ondes dans une barre élastique par une impulsion de traction

L'utilisation de la méthode des caractéristiques pour la résolution de l'équation (3-73) dans le cas général (élastique-plastique), permet d'obtenir les relations suivantes, [82] :

$$dx \pm C dt = 0 \quad (3-75)$$

$$d \left[\int_0^{\epsilon} C(\epsilon) d\epsilon \pm v \right] = 0 \quad (3-76)$$

avec respectivement les expressions de C en régime élastique et plastique :

$$C = C_0 = \left(\frac{E}{\rho} \right)^{1/2}, \quad \text{régime élastique} \quad (3-77)$$

$$C = C_p = \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\epsilon} \right)^{1/2}, \quad \text{régime plastique} \quad (3-78)$$

Il a été montré par Karman que l'intégrale obtenue à partir de l'Eq. 3-76.

$$\int_0^{\epsilon_m} C_p(\epsilon) d\epsilon \quad (3-79)$$

atteint sa valeur maximale lorsque la contrainte nominale est maximale, c'est-à-dire pour $d\sigma/d\epsilon = 0$ ce qui correspond à une déformation maximale ϵ_m et ainsi définit la vitesse d'impact critique.

$$V_{crit} = \int_0^{\epsilon_m} C_p(\epsilon) d\epsilon \quad (3-80)$$

Au dessus de cette vitesse, la rupture apparaît au voisinage du lieu d'impact. Le reste de la barre n'est pas déformé plastiquement. L'énergie d'impact est absorbée dans une zone très étroite de l'échantillon. Ce phénomène peut être décrit comme une instabilité plastique en chargement dynamique [101]. L'expression complète de la vitesse d'impact critique est la somme des vitesses respectivement dans le domaine élastique et plastique.

$$V_{crit} = \int_0^{\epsilon_e} C_0 d\epsilon + \int_{\epsilon_e}^{\epsilon_m} C_p(\epsilon) d\epsilon \quad (3-81)$$

où ϵ_e définit la déformation correspondant à la limite élastique.

Cette approche analytique a été confirmée par des observations expérimentales de Hoopman [102], Wood [103], von-Karman [100] et Duwez et Clark [104]. A partir des essais expérimentaux sur des éprouvettes longues, Wood [103] a présenté le lieu de localisation de la déformation plastique en fonction de la vitesse d'impact V_0 , Fig. 3-4. A partir de ces essais, Wood a observé une diminution de la ductilité au-delà d'une certaine vitesse critique. Ces résultats ont fortement inspiré Karman lors de l'élaboration de sa théorie. En 1968, Wood [103] a comparé l'approche analytique de Karman et a observé une différence au niveau de l'intensité de la VIC. Cette différence résulte du fait que l'analyse s'est faite à partir de courbes quasi-statiques.

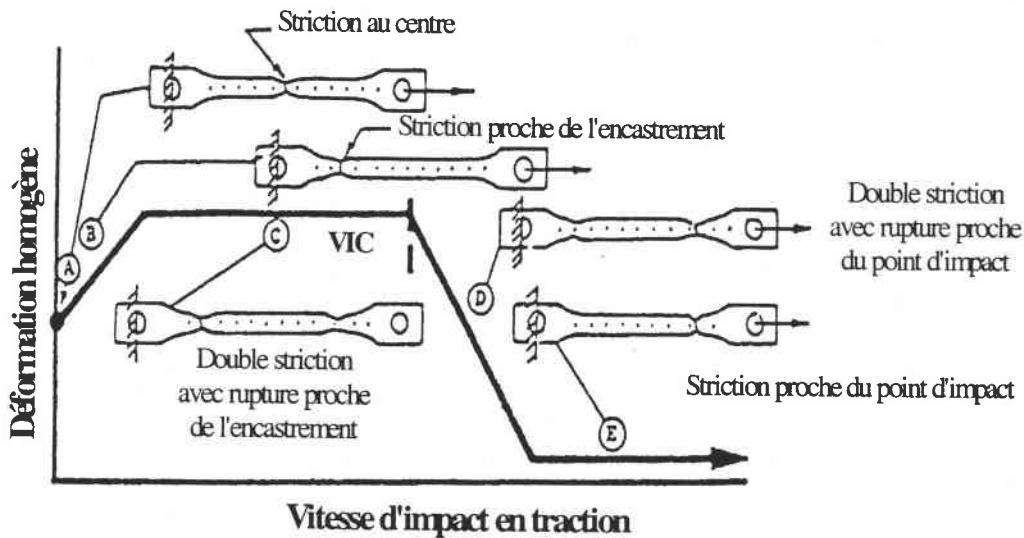


Fig. 3-10 : Evolution du point de striction avec la vitesse d'impact, Wood (1950) [104]

Les résultats quantitatifs obtenus par Wood pour deux nuances d'acier (Inox 17-7PH et VJ-1000) sont synthétisés sur la Fig. 3-11.

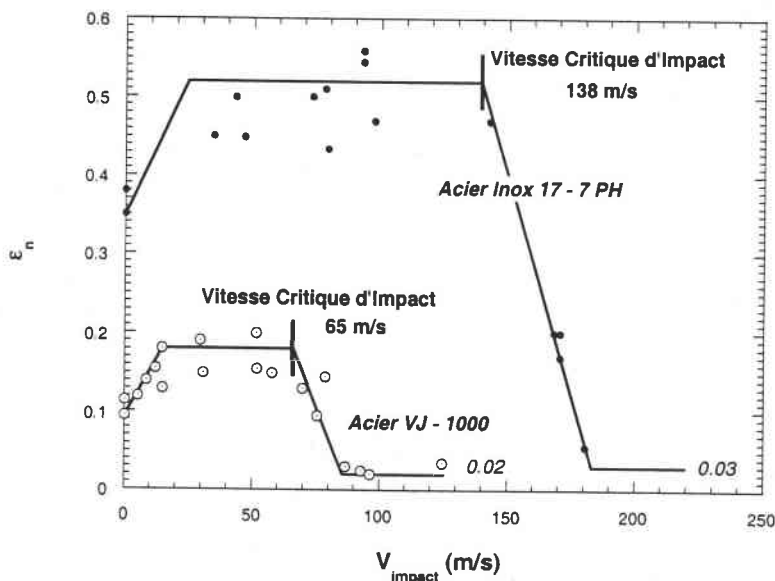


Fig. 3-11 : Effet expérimental de la vitesse d'impact sur la déformation uniforme, Wood (1950) [103]

Divers travaux expérimentaux [105-106-107] ont également permis de déterminer la VIC pour plusieurs matériaux (voir Tab. 3-1)

Matériaux	VIC (m/s) Clark & Wood	VIC (m/s) Pearson	VIC (m/s) Hu et Daehm
Pb	-	-	21
Cu	60	80.5	79.1
Alliage d'Al	60	61.6	-
Fe	-	-	89
Mg	-	-	59.7
Ni	-	-	115.1
Acier AK	-	-	52.8
Acier IF	-	-	74.5
Acier inoxydable 301	-	-	175
Ti	-	-	74

Tab. 3-1 : Valeur de la VIC pour divers matériaux

A noter que l'estimation varie considérablement suivant la méthodologie retenue. Ainsi, dans le cas du cuivre, une différence de 34 % est obtenue entre la plus basse et la plus haute vitesse d'impact critique mesurée.

III-1 Analyse isotherme

En suivant le raisonnement précédent, nous allons définir analytiquement la vitesse d'impact critique obtenue à partir des équation présentées dans le chapitre précédent :

$$\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}, T) = \frac{E(T)}{E_0} \left[B(\dot{\epsilon}, T)(\epsilon_0 + \epsilon)^{n(\dot{\epsilon}, T)} + \sigma_0^* \left(1 - D_1 \frac{T}{T_m} \log \frac{\dot{\epsilon}^{\max}}{\dot{\epsilon}} \right)^m \right]$$

(3-82)

Dans un premier temps, nous considérons le processus comme isotherme ($T=C^{ste}$) de manière à simplifier le calcul puisque seul le premier terme de l'équation (3-82) est fonction de la déformation. Ainsi :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\epsilon} \right|_{\epsilon, T} = \frac{E(T)}{E_0} B(\dot{\epsilon}, T) n(\dot{\epsilon}, T) (\epsilon_0 + \epsilon)^{n(\dot{\epsilon}, T)-1}$$

(3-83)

Il vient pour l'expression de la vitesse d'impact critique :

$$V_{crit} = \int_0^{\epsilon_e} \left(\frac{E}{\rho} \right)^{1/2} d\epsilon + \int_{\epsilon_c}^{\epsilon_m} \left(\frac{E(T)}{\rho E_0} B(\dot{\epsilon}, T) n(\dot{\epsilon}, T) (\epsilon_0 + \epsilon)^{n(\dot{\epsilon}, T)-1} \right)^{1/2} d\epsilon$$

$$V_{crit} = V^a + V^b$$

(3-84)

Dans le cas isotherme ϵ_m n'existe pas, la borne reste artificielle puisque le phénomène d'adoucissement thermique ($d\sigma/d\epsilon = 0$) est absent. Cependant, l'intégration de l'équation précédente (3-84) permet de définir l'expression analytique de la vitesse d'impact critique.

$$V^a = \left(\frac{E}{\rho} \right)^{1/2} \epsilon_e$$

(3-85)

$$V^b = \frac{2}{n(\dot{\epsilon}, T) + 1} \left[\frac{E(T)}{\rho E_0} B(\dot{\epsilon}, T) n(\dot{\epsilon}, T) \right]^{1/2} \left[(\epsilon_0 + \epsilon_m)^{\frac{n(\dot{\epsilon}, T) + 1}{2}} - (\epsilon_0 + \epsilon_e)^{\frac{n(\dot{\epsilon}, T) + 1}{2}} \right] \quad (3-86)$$

Ensuite, il est aisé de définir la vitesse de déformation nominale critique comme le rapport entre la VIC et la longueur de l'échantillon l_0 .

$$\dot{\epsilon}_{crit} = \frac{V_{crit}}{l_0} \quad (3-87)$$

où l_0 est la longueur initiale de l'éprouvette de traction ($l_0 = 20$ mm). Une augmentation du coefficient d'écrouissage n , de la sensibilité à la vitesse de déformation m a pour effet d'augmenter la VIC [107]. Au contraire, l'augmentation de la densité du matériau ρ induit également une diminution de la VIC [108].

III-2 Analyse adiabatique

Si l'on considère le processus adiabatique, la recherche d'une solution analytique est difficile puisque l'évolution de la température et de la déformation plastique sont couplées. Le calcul de la célérité des ondes plastiques C_p est plus complexe [82]. Klepaczko [82] a également démontré que le processus adiabatique accélère l'apparition de l'instabilité induisant une striction. Ainsi, la vitesse d'impact critique a été définie comme une sorte d'instabilité sous conditions dynamiques. On note ici, tout l'intérêt à tenir compte de l'évolution de la température. Le système à résoudre est le suivant :

$$\begin{cases} \frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{d}{d\epsilon} \left\{ \frac{E(T)}{E_0} \left[B(\dot{\epsilon}, T) (\epsilon_0 + \epsilon)^{n(\dot{\epsilon}, T)} + \sigma_0^* \left(1 - D_1 \frac{T}{T_m} \log \frac{\dot{\epsilon}_{max}}{\epsilon} \right)^m \right] \right\} \\ \frac{dT}{d\epsilon} = \frac{\beta}{\rho C_v} \sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}) \end{cases} \quad (3-88)$$

Une solution numérique est alors recherchée. L'analyse adiabatique permet d'approcher de manière plus physique la VIC puisqu'elle tient compte de l'échauffement adiabatique au cours de la déformation. Les résultats obtenus sont présentés sur la Fig. 3-13. Il est à noter que l'approche isotherme conduit à une bonne approximation de la VIC pour les faibles déformations. Pour de grandes déformations, puisque l'élévation de la température devient significative, l'analyse isotherme surestime fortement la valeur réelle de la VIC.

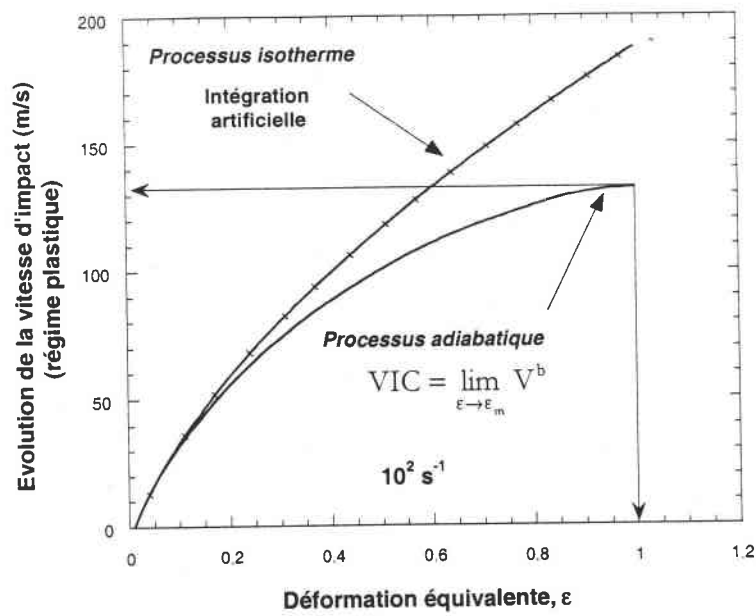


Fig. 3-12 : Evolution de la vitesse V^b , Eq. 3- , en fonction de la déformation pour l'acier ES. Les deux approches isotherme et adiabatique sont représentées.

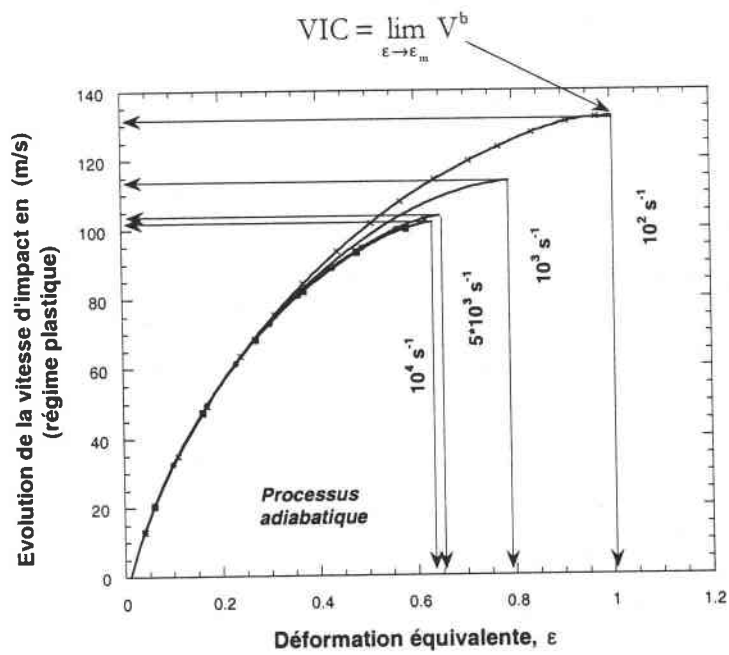


Fig. 3-13 : Evolution de la vitesse V^b , Eq. 3- , pour différentes valeurs de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$, en fonction de la déformation. Le processus est considéré comme adiabatique.

La différence essentielle entre l'approche isotherme et adiabatique est l'existence du maximum de contrainte de contrainte ($d\sigma/d\epsilon=0$) en mode adiabatique en raison de l'adoucissement thermique, Eq. 3-88-b. En mode isotherme, l'augmentation continue de la contrainte et l'absence de l'adoucissement thermique ($d\sigma/d\epsilon=0$) induit une croissance continue de la vitesse d'impact critique. Ainsi, en condition isotherme, l'existence de $d\sigma/d\epsilon=0$ pour l'intégration est artificielle. Le couplage thermo-mécanique fait apparaître dans cette analyse toute son importance en chargement dynamique. L'ordre de la vitesse d'impact critique de saturation en régime dynamique varie de

126.5 m/s à 156.9 m/s, Tab. 3-2. Par contre, en condition isotherme, celle-ci est d'environ 190 m/s pour une déformation de $\varepsilon = 1$.

$\dot{\varepsilon}$ (1/s)	V^a (m/s)	V^b (m/s)	$V^a + V^b$ (m/s)
100	25	131.9	156.9
1000	25	113.7	138.7
5000	25	103.6	128.6
10000	25	101.5	126.5

Tab. 3-2 : Valeur de la VIC en fonction de la vitesse de chargement $\dot{\varepsilon}$, régime adiabatique, $l_0 = 20$ mm

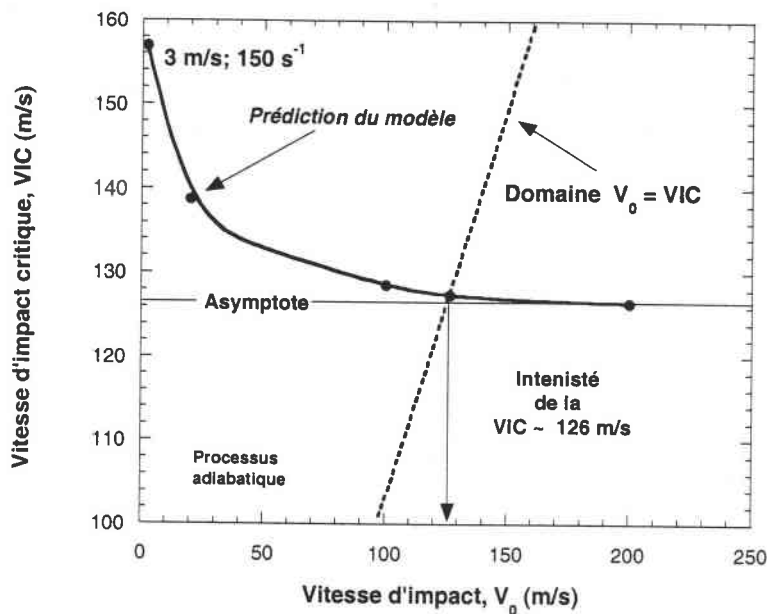


Fig. 3-14 : Evolution de la VIC en fonction de la vitesse d'impact V_0 , estimation de VIC limite où la localisation de la déformation apparaîtra au point d'impact.

A partir de la courbe précédente, on peut supposer que le processus de localisation de la déformation plastique va prendre naissance pour une vitesse d'impact de l'ordre de $V_0 \approx 126$ m/s. Celle-ci définit la vitesse à partir de laquelle l'égalité $V_0 = VIC$ est atteinte. Nous avons également cherché à quantifier la VIC par le biais de simulation numérique afin d'observer de visu ce phénomène.

IV - RECHERCHE DE LA VIC PAR SIMULATION NUMERIQUE DE LA TRACTION DYNAMIQUE DES TOLES

Une seconde étude de la VIC a été réalisée par simulation numérique sur le code d'éléments finis ABAQUS EXPLICIT [109] sur des éprouvettes courtes (Fig. 1-20). Ce code d'éléments finis préconisé pour la résolution de problème dynamique utilise le schéma des différences finies centrées pour l'intégration de l'équation.

$$M\ddot{U}=-\sum F_{ext} \tag{3-89}$$

où $\ddot{U}$ est l'accélération du solide étudié. La forme explicite utilisée dans le code de calcul est :

$$\ddot{U}^{(i)}=M^{-1}\left(F^{(i)}-I^{(i)}\right) \tag{3-90}$$

$$\dot{U}^{(i+1/2)}=\dot{U}^{(i-1/2)}+\frac{\Delta t^{(i+1)}+\Delta t^{(i)}}{2}\ddot{U}^{(i)} \tag{3-91}$$

$$U^{(i+1)}=U^{(i)}+\Delta t^{(i+1)}\dot{U}^{(i+1/2)} \tag{3-92}$$

où M est la matrice masse, F et I sont respectivement le vecteur des forces appliquées et internes et $\dot{U}$ la vitesse. Le schéma est explicite puisque la solution peut être définie en connaissant les valeurs $\dot{U}^{(i-1/2)}$ et $\ddot{U}^i$ à partir de l'incrément de calcul précédent. La condition de stabilité lors de l'intégration est définie par l'intensité de la célérité des ondes C traversant la plus petite longueur caractéristique du maillage L [109] et définit l'incrément de temps par :

$$\Delta t=\min\left(\frac{L}{C}\right)$$

Stabilité numérique (3-93)

Lorsque ce temps critère n'est plus respecté nous observons de forte fluctuations sur les résultats numériques. Pour éviter ces problèmes il est possible de remailler la structure au cours du calcul. Dans notre cas cette méthode n'a pas été retenu car le logiciel employé (ABAQUS Explicit Version 5.6) ne permet cette option. La loi de comportement introduite est celle décrite précédemment couplée à une fonction de charge f définissant un écrouissage isotrope de von-Mises en condition adiabatique.

$$\left\{\begin{array}{l} \sigma(\epsilon,\dot{\epsilon},T)=\frac{E(T)}{E_0}\left[B(\dot{\epsilon},T)(\epsilon_0+\epsilon)^{n(\dot{\epsilon},T)}+\sigma_0^*\left(1-D_1\frac{T}{T_m}\log\frac{\dot{\epsilon}^{\max}}{\dot{\epsilon}}\right)^m\right] \\ f(\sigma)=\frac{1}{2}S:S-\frac{1}{3}\sigma(\dot{\epsilon},T) \end{array}\right.$$

(3-94)

La fonction de charge de von-Mises permet de réaliser le passage entre un comportement uniaxial (1D) à un comportement multiaxial (3D). Le maillage utilisé pour ces simulations ainsi que les conditions limites et de chargement sont les suivantes :

Conditions limites en A et B	Déplacement : $U_1=0$	Rotation : $R_1=0$
Condition initiale	Vitesse d'impact V_0 imposée en B	

Tab. 3-3 : Définition des conditions limites et initiales

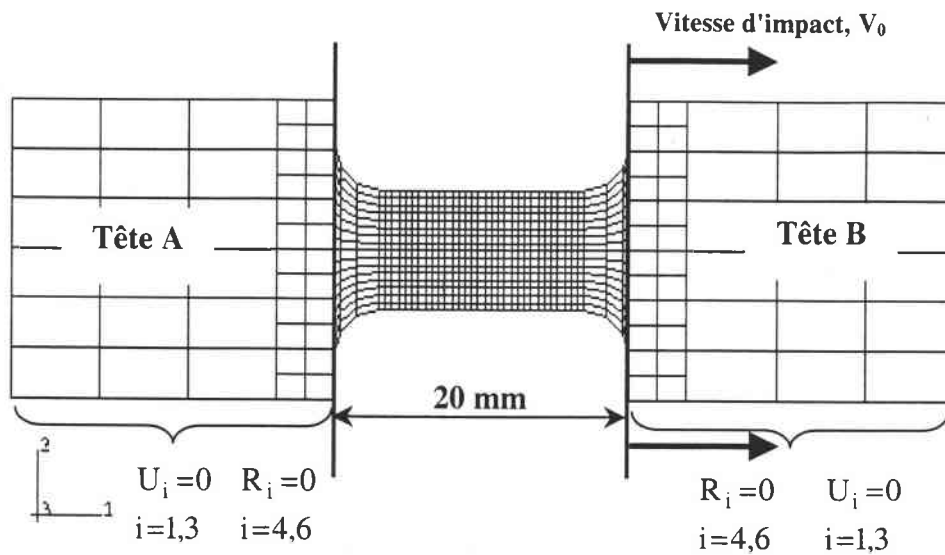


Fig. 3-15 : Maillage de l'éprouvette et conditions de chargement, épaisseur = 0.8 mm

Les vitesses d'impact appliquées au cours de ces simulations varient de 3 à 150 m/s. Avant d'établir l'influence de la vitesse d'impact, une comparaison est faite sur l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ de façon à valider cette approche. Les résultats obtenus, sont présentés sur la figure suivante :

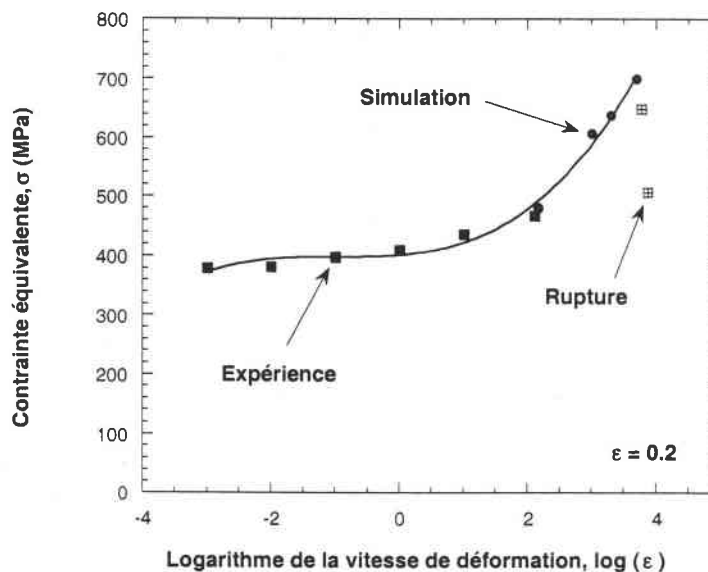


Fig. 3-16 : Evolution de la contrainte d'écoulement avec le logarithme de la vitesse de déformation de l'acier ES, estimation expérimentale et numérique

Nous constatons que les simulations permettent de prédire correctement la sensibilité à la vitesse de déformation en traction dynamique avec une forte influence pour les vitesses $\dot{\epsilon} \geq 100 \text{ s}^{-1}$. Ce comportement est typique des aciers à structure CC [110].

A partir de cette analyse, il a pu être défini la vitesse d'impact à partir de laquelle le lieu de striction change Fig. 3-17 ainsi que la vitesse d'impact critique où la propagation des ondes est figée au niveau de l'impact Fig. 3-18.

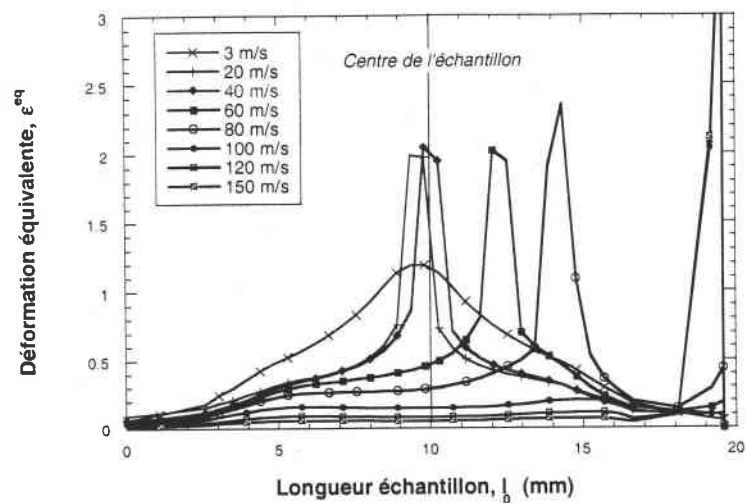
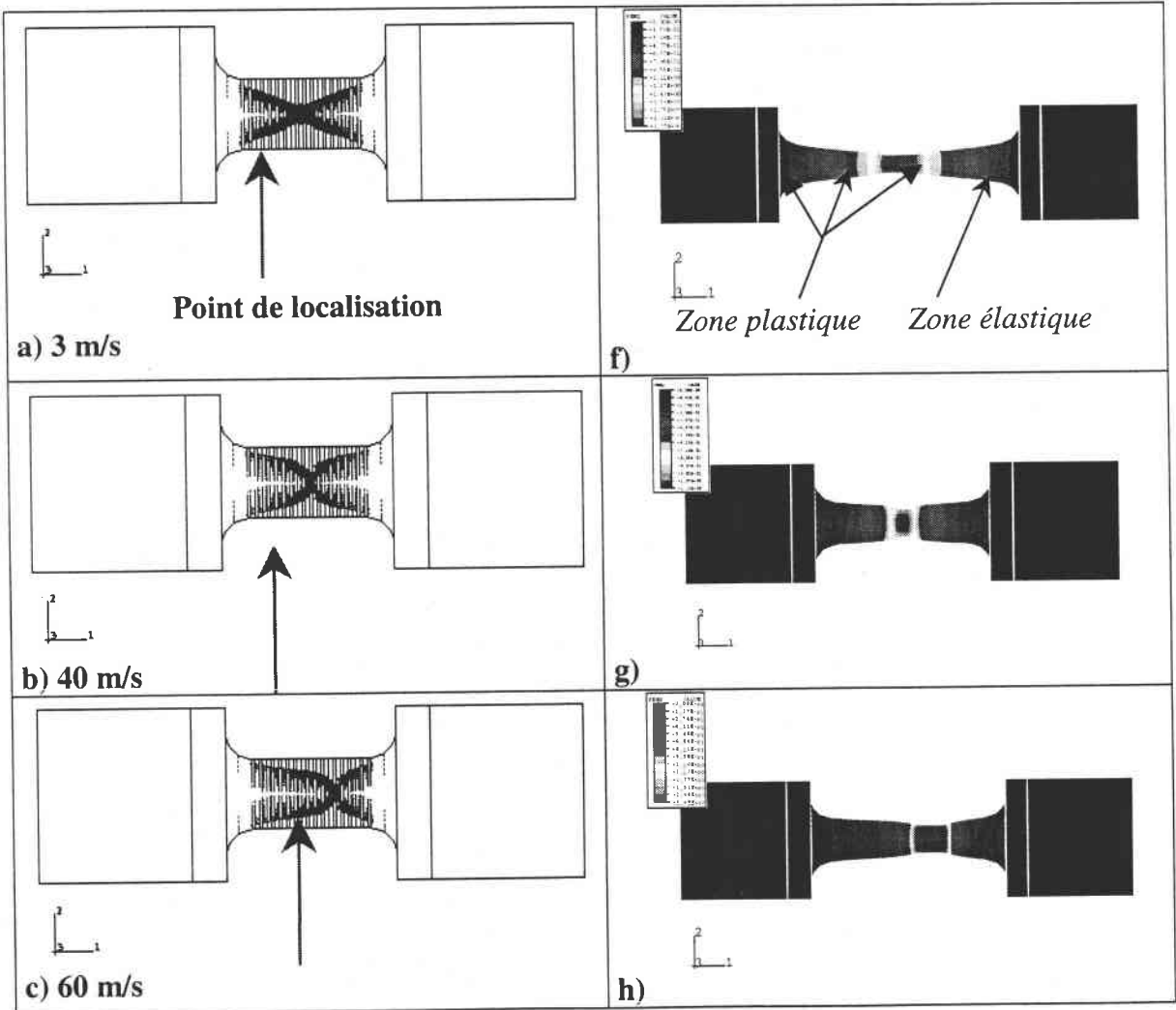


Fig. 3-17 : Distribution de la déformation en fonction de la position dans l'échantillon pour différentes vitesses d'impact, acier ES

Les vitesses correspondantes à ces deux observations numériques valent respectivement $V_0 = 40 \text{ m/s}$ (striction au centre) et $V_0 = 100 \text{ m/s}$ (propagation figée près de la tête de l'éprouvette). Les figures suivantes présentent les résultats numériques des simulations et plus particulièrement l'endroit d'apparition de la striction pour différentes vitesses d'impact.



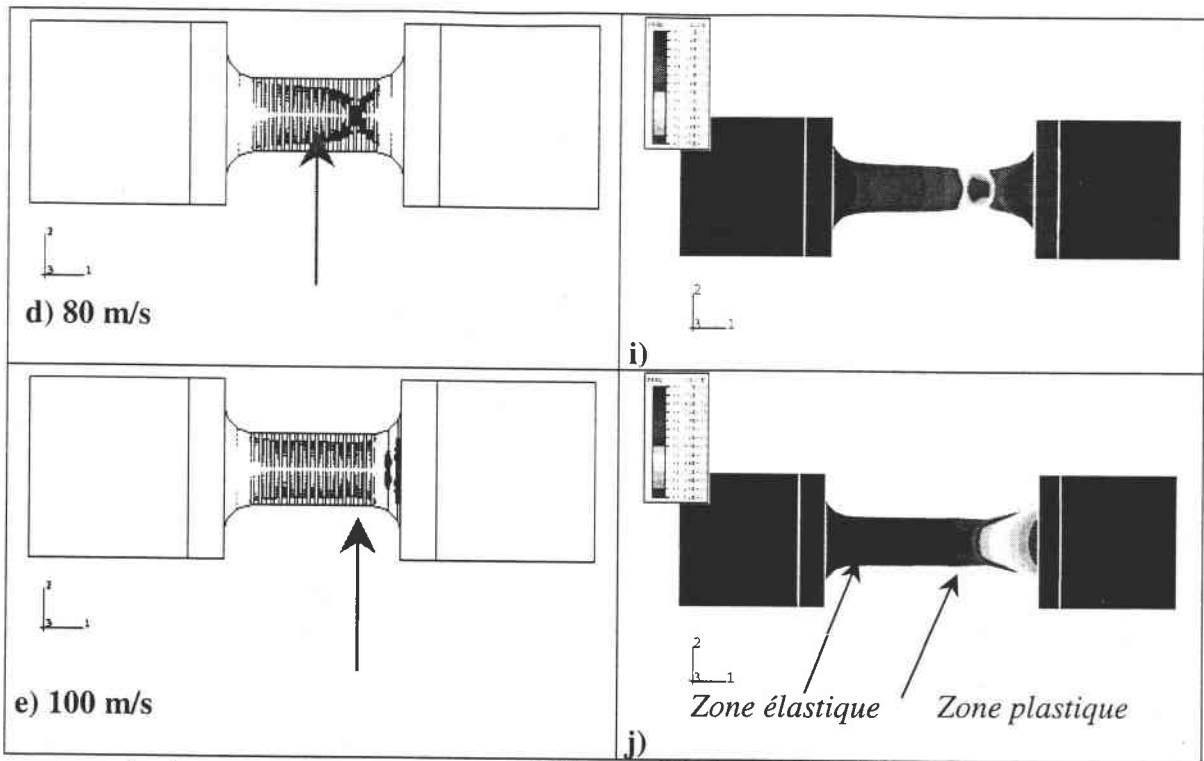


Fig. 3-18 : Distribution de la composante du vecteur déplacement U_2 (a-e) et de la déformation plastique équivalente (f-j), dans l'éprouvette courte pour des vitesses d'impact allant de 3 m/s à 100 m/s

On observe ainsi, numériquement, un blocage des déformations plastiques au niveau du chargement pour la vitesse d'impact de 100 m/s. Ainsi, le reste de l'échantillon n'est pas affecté par les déformations plastiques. Ceci est en accord avec les observations expérimentales citées précédemment et l'analyse théorique de Karman. L'analyse semi-analytique décrite précédemment donnait une VIC de l'ordre de 126 m/s. Soit une vitesse $V^a = 25$ m/s dans la zone élastique et une vitesse $V^b = 101$ m/s dans le domaine plastique. Les simulations permettent d'estimer la VIC à 100 m/s qui est le début de l'apparition du phénomène de blocage des déformations plastiques, soit une différence de 20%. A noter que la valeur semi-analytique est obtenue avec l'hypothèse que la vitesse $\dot{\epsilon}$, lors de l'essai reste constante d'où cette différence. Cependant, au cours des simulations une forte localisation des déformations induit une élévation intense de la température locale $740 \text{ K} < T < 850 \text{ K}$ ainsi que des vitesses de déformation locale de $10^3 \leq \dot{\epsilon} \leq 10^5$ dans l'élément où localisation plastique est la plus intense, ce qui conduit à une diminution de la VIC. Par la suite, nous noterons grandeurs macroscopiques, les valeurs correspondantes à l'analyse globale de l'éprouvette utilisant les formules relatives à un essai de traction ($\epsilon = \Delta l / l_0$; $\sigma = F / S$). Les mesures locales sont au contraire les grandeurs obtenues dans l'élément où la localisation de la déformation plastique est la plus intense. Malgré la différence sur l'intensité de la VIC, un bon accord est obtenu entre l'analyse adiabatique et les simulations numériques.

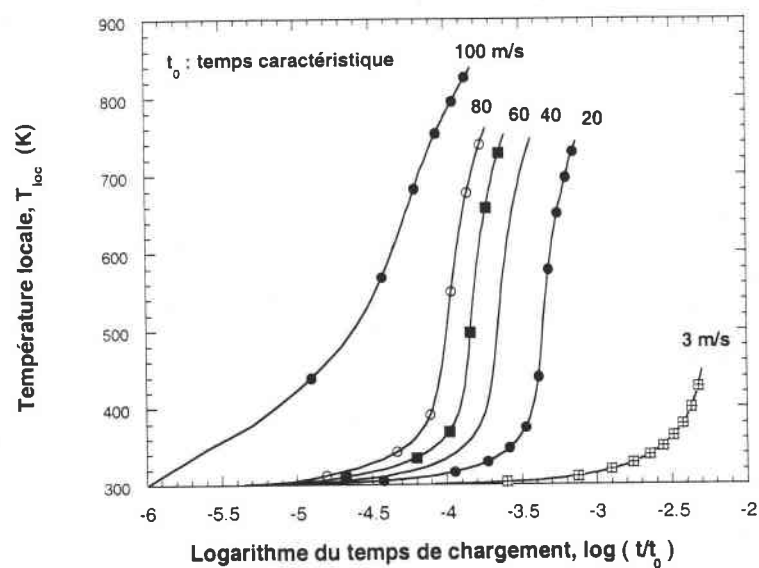


Fig. 3-19 : Evolution de la température locale en fonction du temps de chargement, dans l'élément de forte localisation de la déformation plastique, acier ES

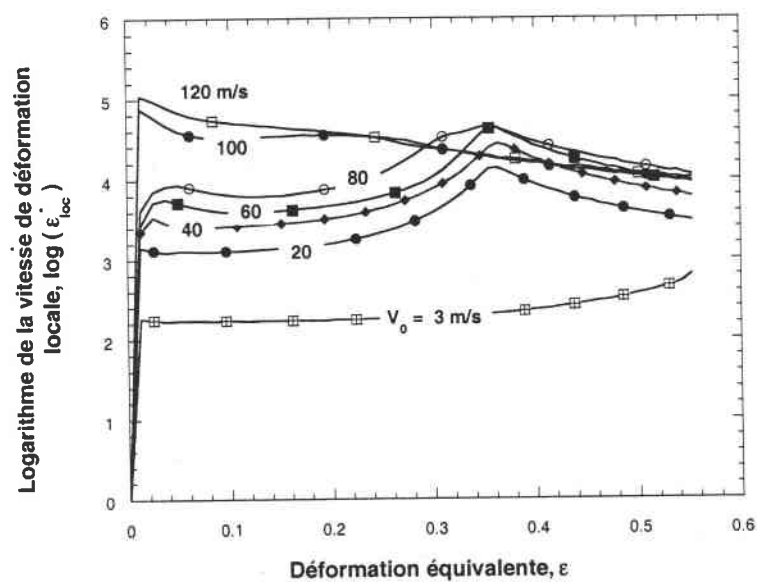


Fig. 3-20 : Evolution du logarithme de la vitesse de déformation avec la déformation macroscopique, dans l'élément de forte localisation de la déformation plastique, acier ES

Si l'on compare l'intensité de la vitesse de déformation locale et la vitesse de déformation macroscopique appliquée ($l_0 = 20$ mm), nous trouvons un rapport de 1.32. Observant une forte augmentation de la température, on peut supposer que celle-ci va induire une chute de la VIC. La décroissance de la VIC avec la température initiale a été démontrée théoriquement par Klepaczko pour deux matériaux : l'aluminium et le cuivre [82]. Cette diminution est quasi-linéaire en température Fig. 3-21.

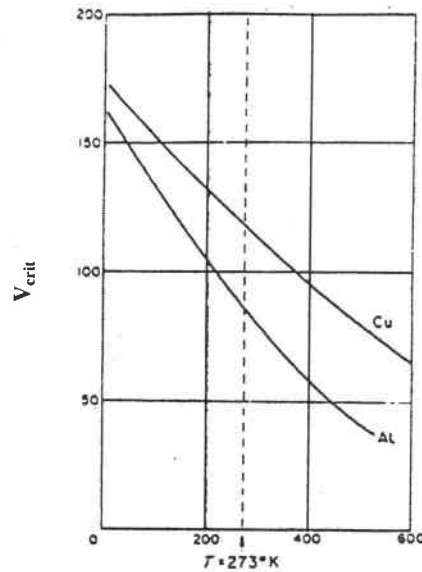


Fig. 3-21 : Evolution théorique de la VIC avec la température pour deux matériaux le cuivre et l'aluminium [82]

A partir des simulations, on observe également un changement sur la réponse du comportement $\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$ lorsque la VIC est atteinte, Fig. 3-15. On note, l'apparition d'un plateau de contrainte pour une vitesse de 40 m/s, ceci résulte de l'échauffement adiabatique du matériau. Les effets thermiques sont prépondérants en comparaison de l'écrouissage. Par contre, pour la vitesse de 100 m/s, le plateau disparaît et la contrainte augmente jusqu'à l'apparition de la striction. Cette élévation de contrainte est certainement liée à une forte augmentation locale de la vitesse de déformation Fig. 3-20 et aux effets de propagation des ondes induisant une forte inertie. Ce dernier effet, est plus important que l'effet thermique qui a tendance à induire une diminution de la contrainte. Des résultats semblables ont été obtenus par Tugcu et Neale en 1991 [111].

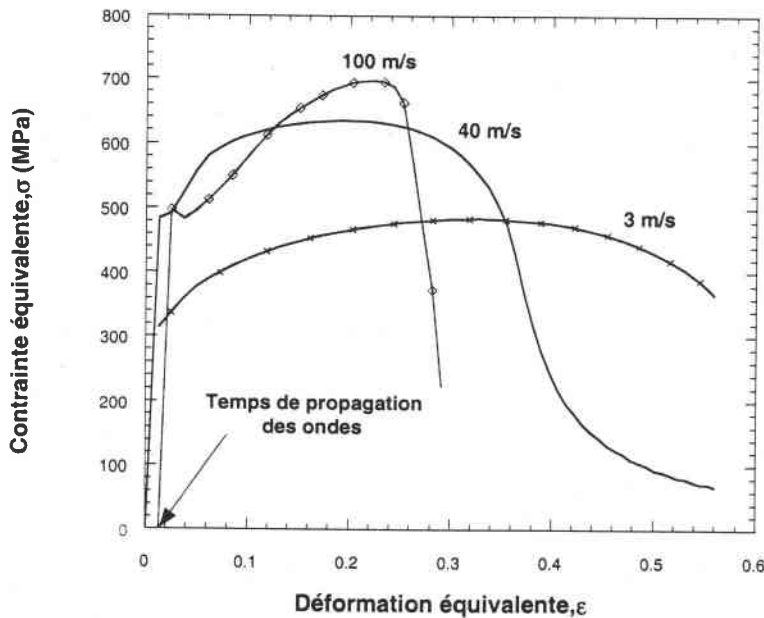


Fig. 3-22 : Réponse de l'éprouvette sur la face opposée à l'impact pour différentes vitesses d'impact, acier ES

Le blocage des déformations plastiques s'observe également en faisant une mesure de la force au niveau de la face impactée et de son opposée. Ainsi, pour une vitesse d'impact de 3 m/s la transmission des ondes est intégrale et les forces mesurées F^A et F^B sont égales. En revanche,

pour une vitesse d'impact de 80 m/s, un temps de propagation apparaît. De plus, une instabilité apparaît rapidement au niveau de la face d'impact. Celle-ci induit alors une forte localisation de la déformation plastique au niveau de la face d'impact responsable d'une rupture prématurée. Ces effets vont s'accroître avec la vitesse d'impact, Fig. 3-23-b.

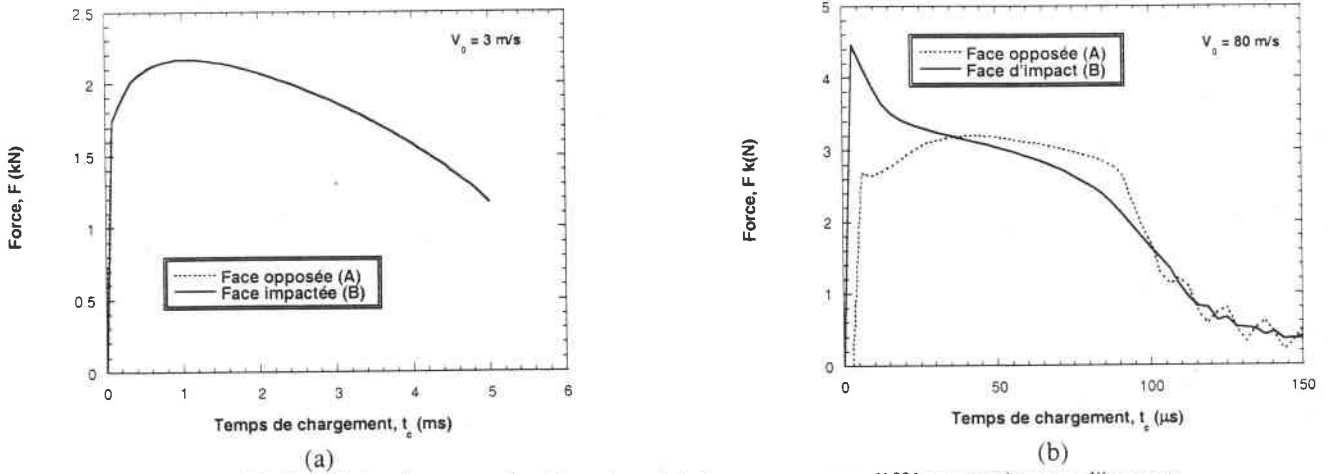
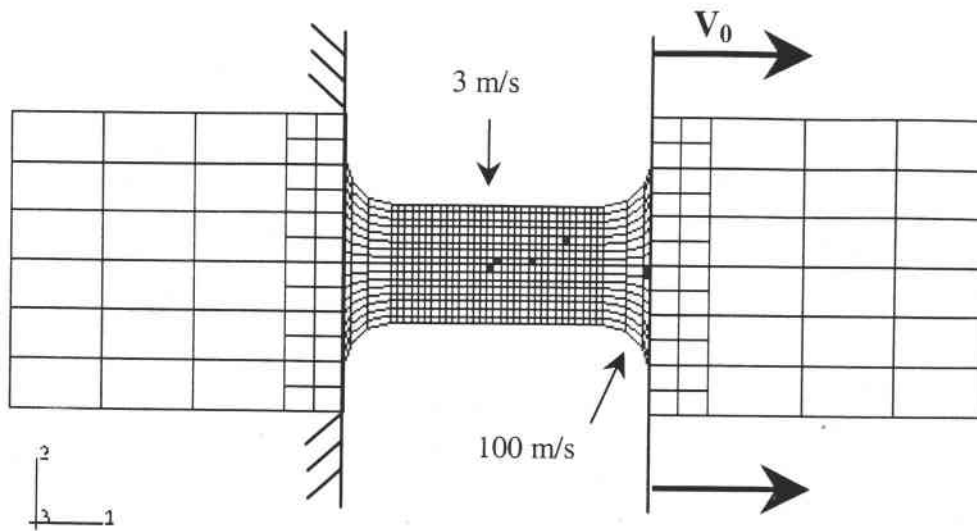


Fig. 3-23 : Profil des forces en fonction du point de mesure pour différentes vitesses d'impact
a) vitesse d'impact de 3 m/s, b) vitesse d'impact de 80 m/s

A partir de 100 m/s les déformations sont différentes selon la face étudiée. Ceci induit des accélérations $\underline{a}$ non identiques d'où une évolution des contraintes $\underline{\sigma}$ différentes ($\underline{\text{div}} \underline{\sigma} = \rho \underline{a}$).

V - DEFINITION D'UN CRITERE DE RUPTURE

Tous les critères d'instabilité définissant la striction sont couramment utilisés pour définir des CLF et de les comparer avec des résultats expérimentaux de façon à prédire la striction lors de l'emboutissage. De plus, ces approches restent valides pour des vitesses de déformation très modérées. Les inconvénients majeurs de ces critères et la difficulté à les implanter dans un code d'éléments finis et la durée des temps de calcul. En effet, il faut définir pour chaque élément sa CLF en fonction de son histoire de chargement et vérifier si le critère est satisfait. Dans notre cas, nous avons cherché à quantifier l'intensité d'une déformation équivalente de rupture pour une vitesse d'impact. Ainsi, à partir de l'étude de la vitesse d'impact critique, un critère de rupture locale a été défini. Pour cela, nous étudions l'évolution de la contrainte et de la déformation dans l'élément où la localisation de la déformation équivalente est maximale, Fig. 3-24, lors du chargement. Pour chaque vitesse d'impact, il est alors possible de définir un élément. Pour $V_0 = 3 \text{ m/s}$ et $V_0 = 40 \text{ m/s}$, l'élément est au centre de l'éprouvette. Pour $V_0 = 100 \text{ m/s}$, il est situé près de la face d'impact.



■ : Point de localisation en fonction de la vitesse

Fig. 3-24 : Définition des éléments de forte localisation $\epsilon_{\max}^{\text{loc}}$ en fonction de la vitesse d'impact

V_0

L'évolution de la contrainte d'écoulement locale σ_{loc} en fonction de la déformation locale ϵ_{loc} évolue de la façon suivante, Fig. 3-26. On observe une élévation de la contrainte avec la vitesse d'impact pour des vitesses comprises entre $3 \leq V_0 \leq 80$ m/s ainsi qu'une diminution de la déformation plastique d'instabilité locale $\epsilon_{\max}^{\text{loc}}$, pour la condition $\partial\sigma/\partial\epsilon = 0$. Pour des vitesses d'impact comprises entre $100 \leq V_0 \leq 200$ m/s, le comportement reste invariant tout comme l'intensité de la déformation équivalente d'instabilité. Le point d'instabilité apparaît presque instantanément avec le chargement.

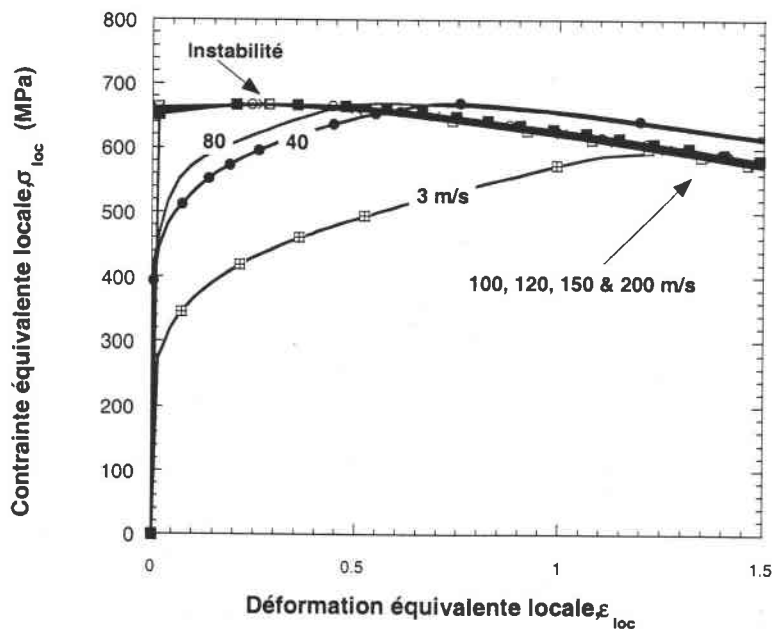


Fig. 3-25 : Evolution du comportement local pour différentes vitesses d'impact V_0 , ces courbes sont obtenues dans les éléments où la localisation de la déformation est la plus intense, acier ES

Les résultats obtenus pour les déformations d'instabilité à partir du modèle et des simulations à la fois locales et macroscopiques sont présentés sur la figure 3-26. Le modèle et l'approche numérique globale fournissent des tendances identiques (forte décroissance initiale puis saturation aux grandes vitesses d'impact). Cependant, les intensités sont plus faibles pour l'approche numérique globale (rapport 3.5). Cette différence s'explique par une non-uniformité de la température et de la vitesse de déformation en chaque point du matériau. Ceci induit l'apparition plus rapide d'un écrouissage négatif dû à l'adoucissement thermique.

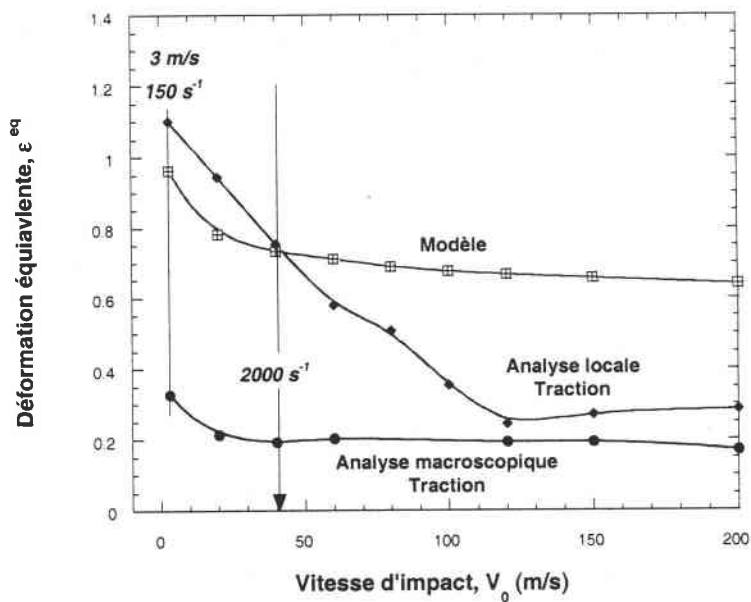


Fig. 3-26 : Prédiction de la déformation d'instabilité en fonction de la vitesse d'impact, acier ES

Ensuite, nous analysons l'évolution de la déformation d'instabilité locale (éléments de forte localisation plastique, Fig. 3-24) avec la déformation macroscopique, Fig. 3-27. En reportant l'intensité des déformations d'instabilités locales (repère 1, Fig. 3-27) correspondantes au critère $\partial\sigma/\partial\epsilon = 0$ obtenues à partir des courbes $\sigma - \epsilon$ locales (Fig. 3-25), et en définissant l'intensité de la déformation macroscopique correspondante repérée (2). Nous pouvons définir un critère d'instabilité locale. Sur la Fig. 3-27, on observe une évolution linéaire de la déformation équivalente locale, ensuite lorsque l'instabilité apparaît la pente change fortement. Les tendances sont similaires pour des vitesses d'impact comprises entre $20 \leq V_0 \leq 80$ m/s. Au delà, l'instabilité apparaît dès le début du chargement induisant un taux de déformation macroscopique très faible ($\epsilon^{macro} \approx 0.03$).



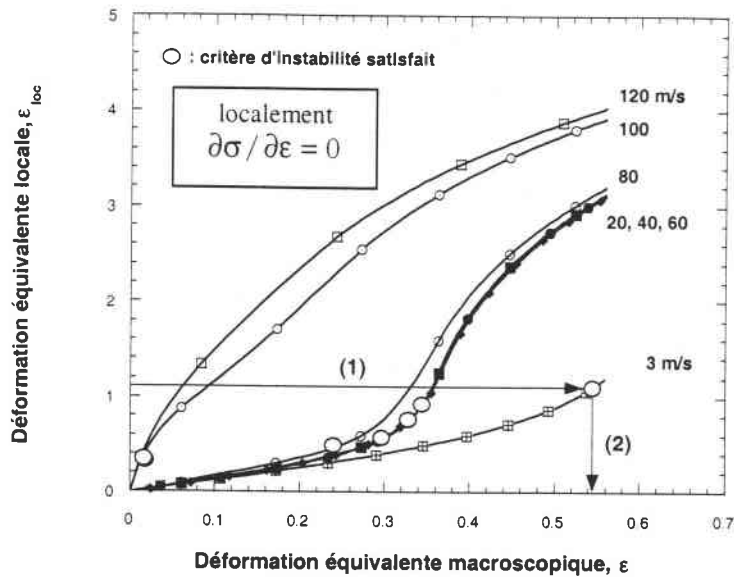


Fig. 3-27 : Evolution de la déformation locale en fonction de la déformation macroscopique, acier ES

Ainsi, à partir de cette analyse locale, nous avons pu définir l'intensité des déformations critiques d'instabilité repère (2), Fig. 3-27, en fonction de la vitesse d'impact V_0 . Les résultats sont les suivants :

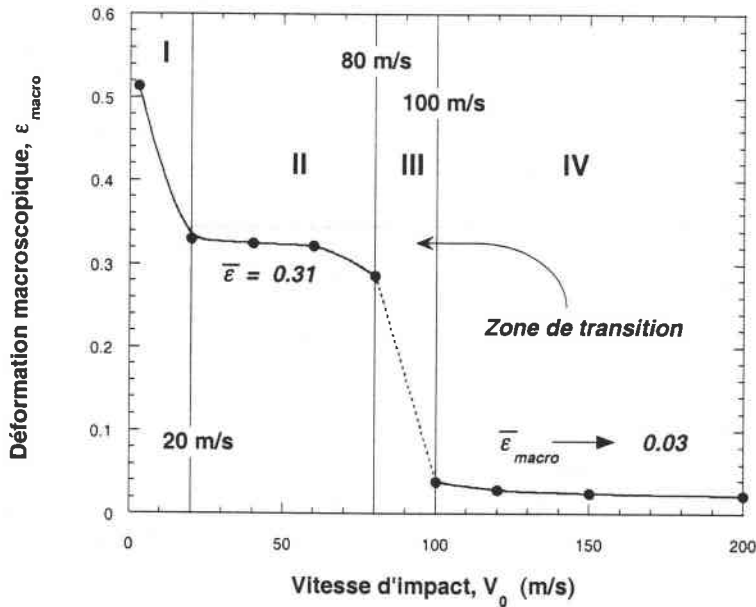


Fig. 3-28 : Critère d'instabilité basée sur la VIC, acier ES

On note que pour des vitesses comprises entre $20 \leq V_0 \leq 80$ m/s et $100 \leq V_0 \leq 200$ m/s les déformations critiques définissant la naissance de la localisation restent constantes et valent respectivement en moyenne $\bar{\epsilon}_{II} = 0.31$ et $\bar{\epsilon}_{IV} = 0.03$. Ainsi, pour le domaine IV un mode de rupture plus rapide apparaîtra en comparaison du domaine II où la rupture est plutôt ductile. La transition entre ces deux modes de rupture est située pour cet acier entre $80 < V_0 < 100$ m/s, Zone III. En

combinant ces valeurs obtenues d'une analyse locale avec celle obtenue précédemment en traction (analyse macroscopique), nous aboutissons au critère de rupture suivant, Fig. 3-29. Avec une valeur minimale (Borne inférieure Fig. 3-29) correspondant à l'apparition de l'instabilité et la valeur maximale (Borne supérieure Fig. 3-29) définissant la rupture ductile du matériau.

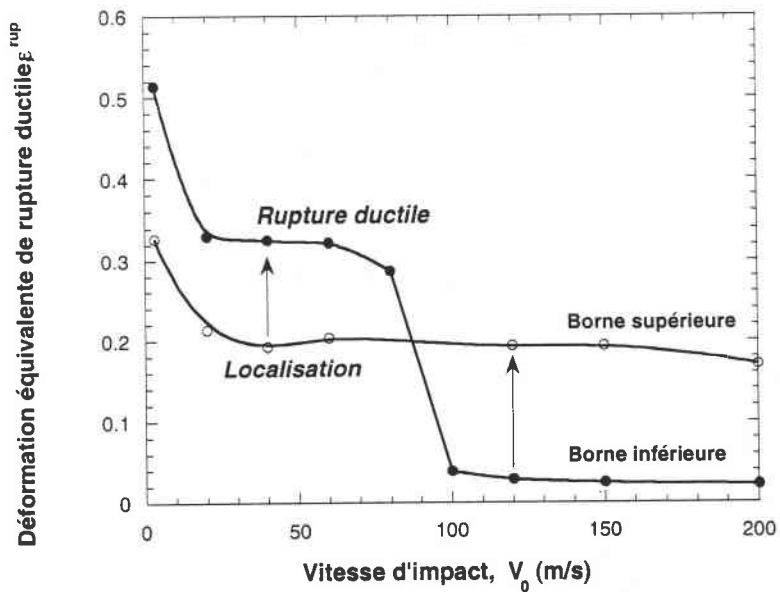


Fig. 3-29 : Définition de la borne inférieure et supérieure de rupture ductile de l'acier ES

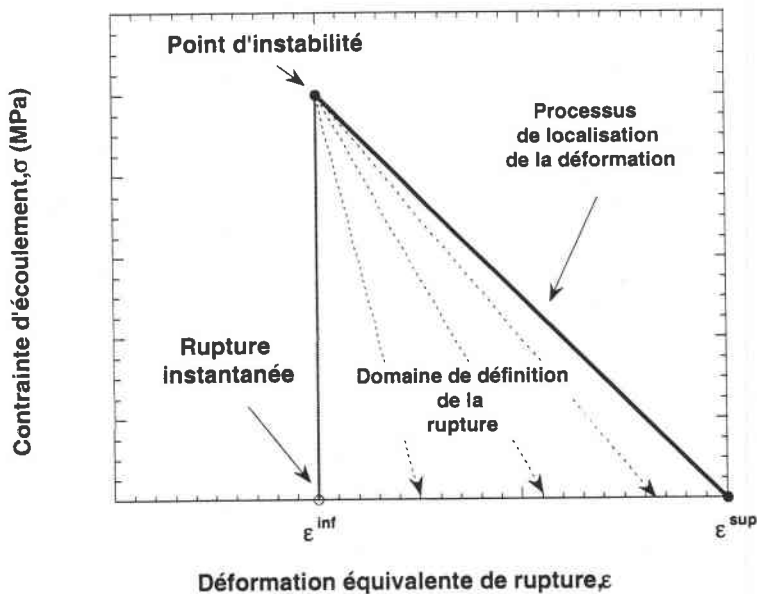


Fig. 3-30 : Schématisation du domaine de rupture pouvant être défini sur le code d'éléments finis ABAQUS

L'avantage de ce type de critère est qu'il est facilement utilisable dans le code d'éléments finis ABAQUS par l'introduction de la commande `* FAILURE` suivie des déformations critiques minimales et maximales, Fig. 3-30, définissant respectivement l'instabilité et la déformation de rupture ductile. Ce critère basé sur l'étude de la VIC pourra être utilisé comme critère de rupture lors de simulations numériques telles que la fragmentation des tôles (Annexe 2). Il sera possible de

déterminer l'énergie nécessaire à la propagation des fissures lors d'un essai de perforation et comparer les prédictions aux modèles théoriques présent dans la littérature, à titre d'exemple citons le modèle de Landkof et Goldsmith (1985) [112]. L'extension d'une fissure résulte d'un apport d'énergie continuuel nommée énergie de Griffith G. Cette énergie est définie par la relation suivante :

$$G = \frac{K_I^2}{E} \quad (3-95)$$

où K_I est le facteur d'intensité de contrainte en mode I (ouverture de la fissure) et E est le module de Young. Le coefficient K_I a été défini analytiquement par Westmann [113] en fonction du nombre de fissures n par la relation qui suit :

$$\begin{cases} K_I = \sigma \sqrt{\pi a F(n)} \\ F(n) \rightarrow \frac{2}{\sqrt{n}} \end{cases} \quad (3-96)$$

où a est la longueur de la fissure radiale et σ la contrainte d'écoulement. Ainsi, l'énergie de Griffith s'écrit :

$$G = \frac{\pi a \sigma^2 F^2(n)}{E} \quad (3-97)$$

Ainsi, l'énergie globale de propagation est obtenue en multipliant l'énergie de Griffith G par la surface totale A des fissures. Son expression est donnée par :

$$W = GA = \frac{2\pi h_0 n}{E} (Y a F)^2 \quad (3-98)$$

h_0 est l'épaisseur initiale de la tôle et Y est la contrainte d'écoulement considérée comme constante. Le matériau est considéré comme parfaitement plastique. On remarque que ce modèle permet de prédire l'énergie nécessaire à la propagation des fissures en comportement dynamique. Cependant, on observe que les effets de la vitesse de déformation et de la température sont négligés. D'après la relation 3-73 on note que la vitesse de déformation augmentera l'énergie de fissuration et que la température aura un effet contraire pour une longueur et un nombre de fissure constant ($a, n = C^{ste}$). Le critère basé sur la VIC couplé à la loi de comportement décrite au Chap. 2 permettra de prendre l'ensemble des effets cités précédemment et permettra d'étudier le travail plastique nécessaire pour fissurer et propager une fissure en fonction de la vitesse d'impact.

VI - CONCLUSIONS

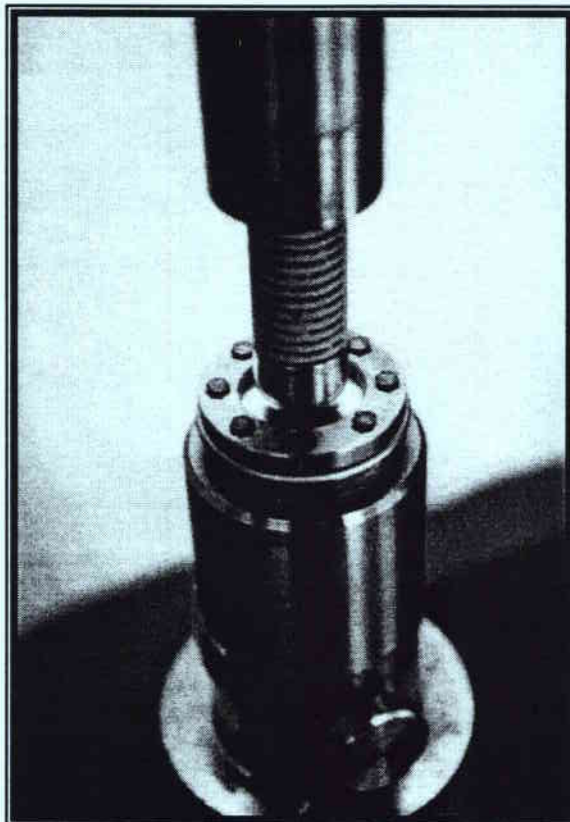
Au cours de ce chapitre, nous avons étudié l'influence de la vitesse d'impact en traction uniaxiale. Ainsi, lorsqu'une certaine vitesse d'impact critique VIC est atteinte, la célérité des ondes plastiques C_p tend vers zéro et induit un blocage des déformations plastiques proche de la zone impactée. Une partie seulement de l'éprouvette contribuera à l'absorption de l'énergie de choc. Le reste de l'échantillon sera affecté par les déformations élastiques. Ce processus peut être défini à part entière comme une instabilité thermoviscoplastique. De plus, elle est une caractéristique physique du matériau au même titre que le module d'Young, le coefficient de Poisson où la limite élastique.

Lorsque cette vitesse est atteinte, la rupture passe d'un mode ductile à un mode fragile et la rupture apparaît instantanément au point d'impact. Ces observations numériques sont en accord avec les observations expérimentales faites par Wood en 1950.

De cette approche globale, une étude locale a pu être entreprise de manière à observer la réponse du matériau au point de forte localisation de la déformation plastique. Ensuite, après application d'un critère d'instabilité ($\partial\sigma/\partial\epsilon=0$) sur les courbes locales $\sigma(\epsilon,\dot{\epsilon},T)$, la déformation critique d'instabilité locale ϵ_{loc}^{crit} a pu être trouvée. En comparant ces deux niveaux d'observation, locale et globale, un critère d'instabilité basé sur la VIC a été défini. Celui-ci est intrinsèque au matériau d'étude. Il pourra être utilisé en emboutissage rapide ou en perforation puisque l'intensité de la VIC est invariante de la traction uniaxiale. Ce critère basé sur l'intensité d'une déformation critique est de plus facilement utilisable dans le code d'éléments finis ABAQUS.

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EMBOUTISSAGE ET DE LA PERFORATION



I - INTRODUCTION

Dans le but de définir le comportement de l'acier ES en chargement équi-biaxial, des essais d'emboutissage ont été réalisés pour différentes vitesses de sollicitation V_0 . Comme nous le verrons par la suite, plusieurs types d'essai existent en chargement équi-biaxial. Nous avons opté pour l'essai d'expansion par poinçonnement hémisphérique. Ce type de chargement est très sensible à la forme du projectile et au frottement [114]. Par contre, il ne permet d'aboutir à des informations directes telles que le coefficient d'écrouissage et la déformation critique de rupture [114] en comparaison des essais de traction.

Grâce à cette étude expérimentale, l'influence de la vitesse de sollicitation et du frottement a pu être étudiée. Pour réaliser ces essais, deux techniques expérimentales ont été utilisées, la première permettant de réaliser des chargements quasi-statique ($V_0^{max} = 0.5 \text{ m/s}$) et la seconde des chargements dynamiques ($V_0^{max} = 100 \text{ m/s}$). La première technique utilise une machine hydraulique de traction-compression décrite au chapitre 1, la seconde, la technique du tube de Hopkinson en impact direct éprouvette-projectile.

II - DEFINITION DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX CLASSIQUES

II-1 Essai quasi-statique

Le comportement du matériau que nous étudions a été défini en chargement uniaxial grâce aux essais uniaxiaux de traction (trajet b) et de cisaillement (trajet a), Fig. 4-1. Dans la suite, nous avons à définir son comportement en chargement équi-biaxial (trajet d).

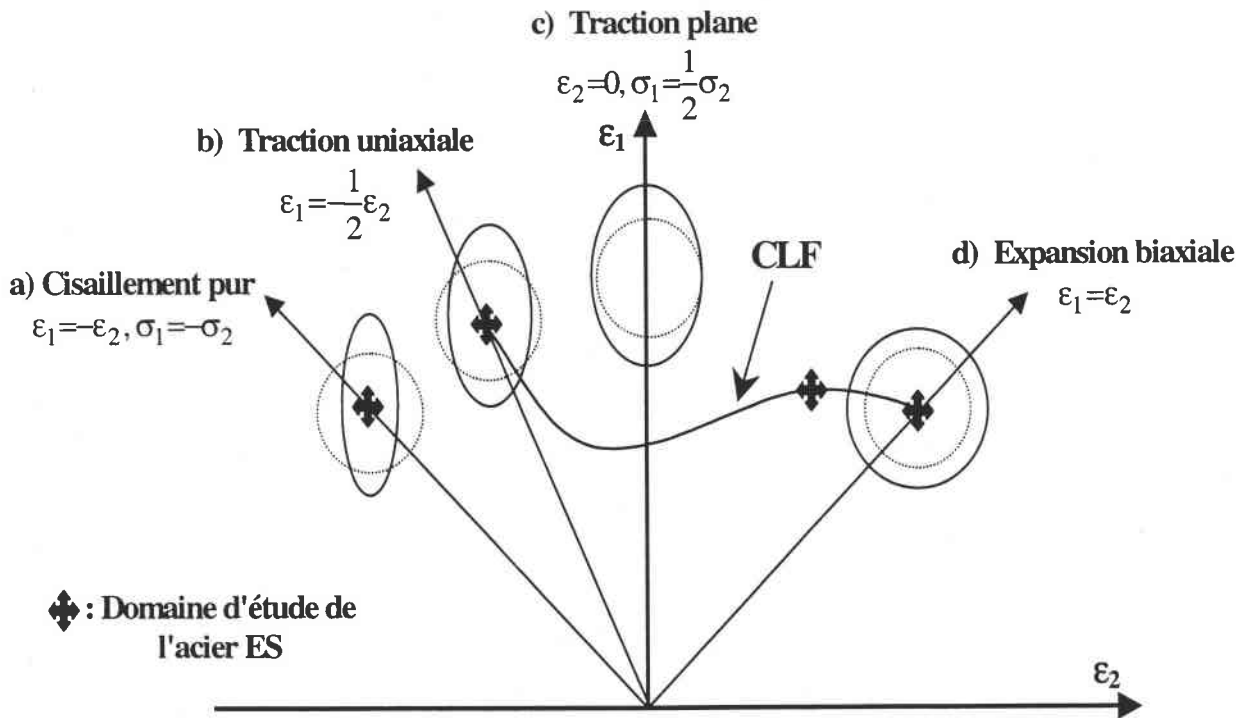


Fig. 4-1 : Définition des trajets de chargement en fonction de l'état de déformation

Plusieurs auteurs, ont défini des techniques expérimentales permettant la caractérisation du comportement des matériaux en chargement biaxial. L'un des premiers fût Erichsen en 1910, Fig. 4-2 .

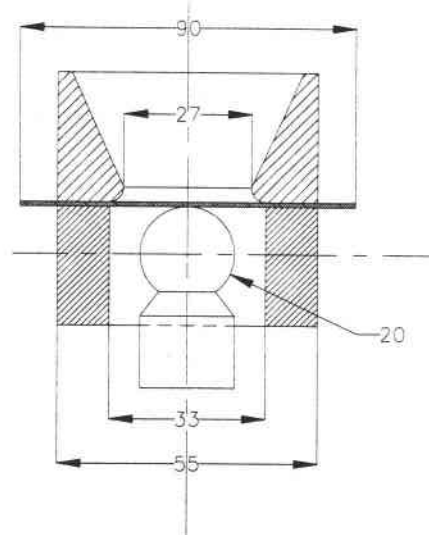


Fig. 4-2 : Descriptif du dispositif d'Erichsen

Cette technique consiste à emboutir une tôle avec une bille en acier. En 1912, Olsen [115] améliore cette méthode en modifiant principalement les dimensions des outils. Par la suite, Jovignot (1930) [115] propose une méthode de "gonflement hydraulique", Fig. 4-3 .

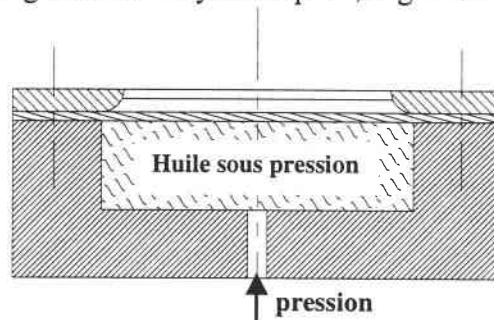


Fig. 4-3 : Dispositif expérimental de Jovignot (Gonflement hydraulique)

L'essai consiste à bloquer une tôle entre le serre flan et la matrice dans laquelle un trou est percé. Ensuite, un fluide sous pression est injecté conduisant à un gonflement de la tôle. L'avantage principal de ce dispositif est qu'il permet de réaliser des essais sans frottement. Les états des contraintes et des déformations sont déterminés à partir de la pression du fluide. Un autre dispositif permettant de réaliser le même type d'essai (expansion biaxial sans frottement) a été développé par Marciniak (1967) [115]. Le frottement est supprimé du fait de la présence d'un trou circulaire percé dans le poinçon et d'un contre flan, Fig. 4-4 .

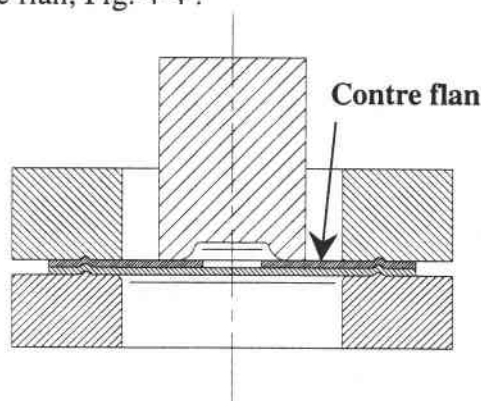


Fig. 4-4 : Dispositif expérimental de Marciniak

Un autre essai dérivant du dispositif de Marciniak est l'essai du poinçonnement hémisphérique, défini par Ghosh et al. en 1975 [115] qui consiste à emboutir une tôle par le biais d'un poinçon hémisphérique, Fig. 4-5. Ce type d'essai ne permet pas d'obtenir un chargement purement biaxial en raison de la forte influence du frottement à l'interface poinçon-éprouvette.

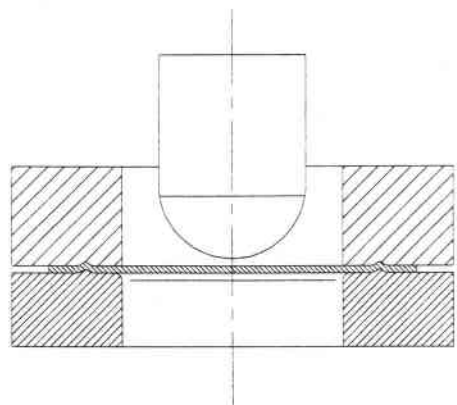


Fig. 4-5 : Emboutissage par poinçon hémisphérique

L'influence du coefficient de frottement est un paramètre très important dans ce type d'essai car il influence fortement le trajet de déformation comme nous le verrons ultérieurement.

II-1-1 Dispositif expérimental de poinçonnement hémisphérique défini au LPMM

Les essais en chargement équi-biaxial ont été réalisés sur des éprouvettes circulaires en acier ES de diamètre 50 mm et d'épaisseur 0.8 mm. Un rebord a été inséré sur la périphérie de l'éprouvette de manière à éliminer le glissement pendant l'opération d'emboutissage. La mise en forme de l'éprouvette a été réalisée par le biais d'une matrice d'emboutissage, Fig. 4-6.

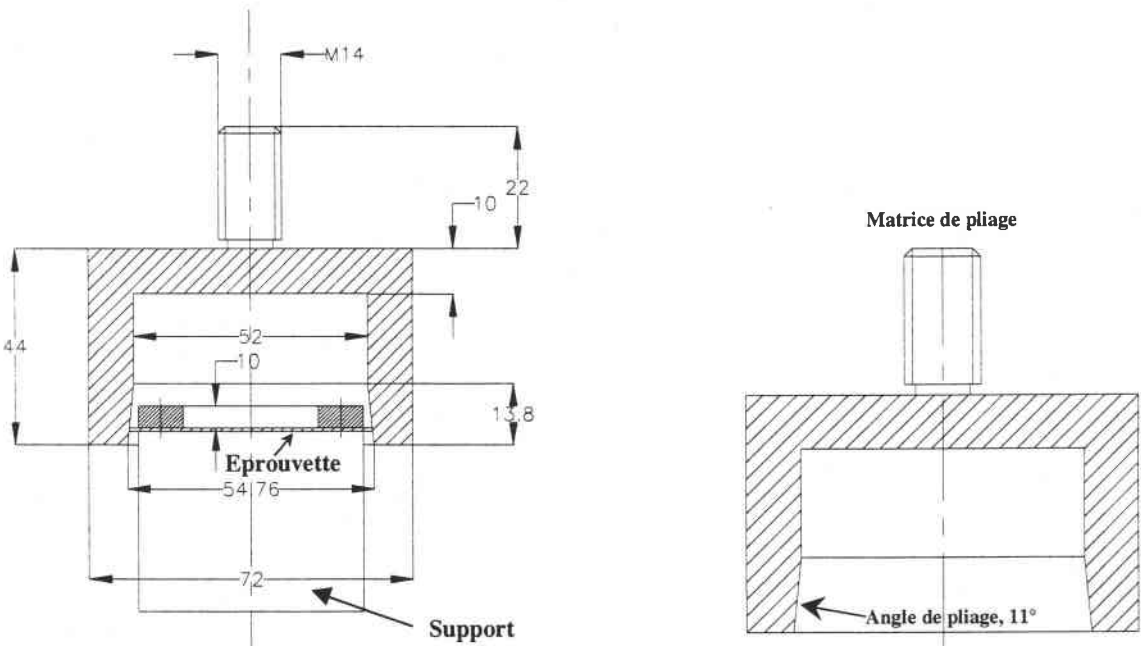


Fig. 4-6 : Définition du système mécanique défini pour le pliage des éprouvettes

Après pliage, l'éprouvette a un diamètre D de 50 mm et un diamètre utile D_u d'emboutissage de 30 mm, Fig. 5.7. Le rapport entre le diamètre utile et l'épaisseur vaut 37.5 et est suffisamment important pour négliger les contraintes de flexion.

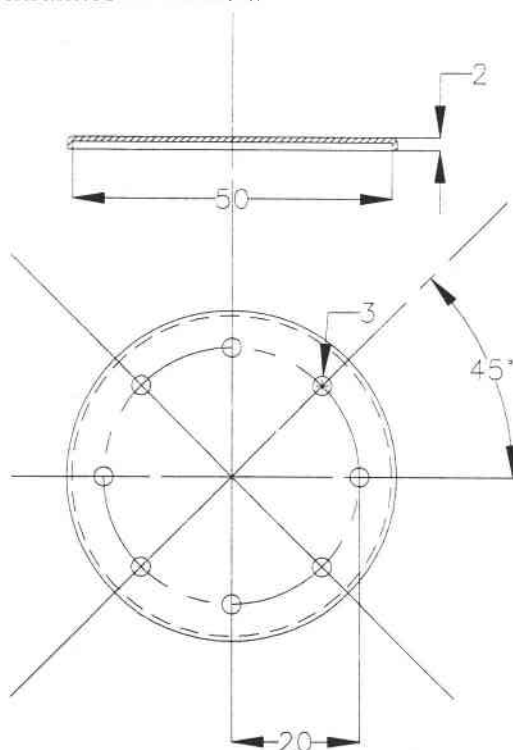


Fig. 4-7 : Définition de la géométrie des éprouvettes utilisées en emboutissage

L'emboutissage de ces tôles s'est fait grâce à un poinçon hémisphérique de diamètre 22 mm, pièce 5 Fig. 4-8 avec des vitesses d'emboutissage variant de $0.005 \leq V_0 \leq 500$ mm/s. La cinématique du dispositif quasi-statique présentée sur la figure 4-8 est la suivante. L'éprouvette 3 est fixée sur la traverse mobile 7 par le biais d'un porte éprouvette constitué d'un bouchon de fixation pièce 1, d'une couronne de serrage pièce 2 et d'un support 4. Lorsque ce vérin translate verticalement la pièce entre en contact avec le poinçon 5 fixé sur la traverse mobile 6. Durant l'essai la force d'emboutissage $F(t)$ est acquise à l'aide de la cellule de force intégrée à la machine. Le déplacement $\delta(t)$ est obtenu à partir du déplacement du vérin. Au cours de cet essai d'emboutissage quasi-statique, une attention toute particulière a été apportée à l'influence du frottement μ . Pour réduire le frottement à l'interface tôle-poinçon, une superposition de graisse MoS_2 et de Téflon a été déposée, Fig. 4-9.

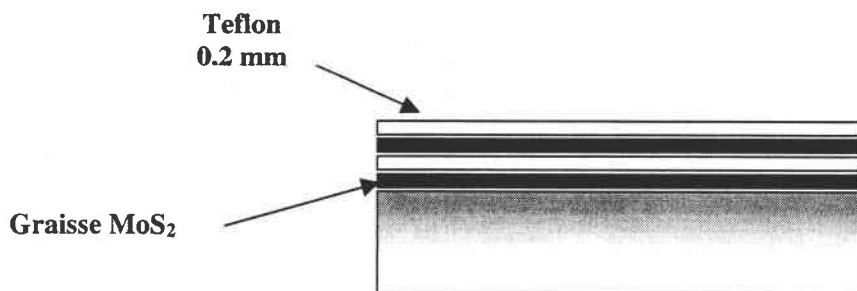


Fig. 4-9 : Interface de contact utilisé pour réduire les frottement

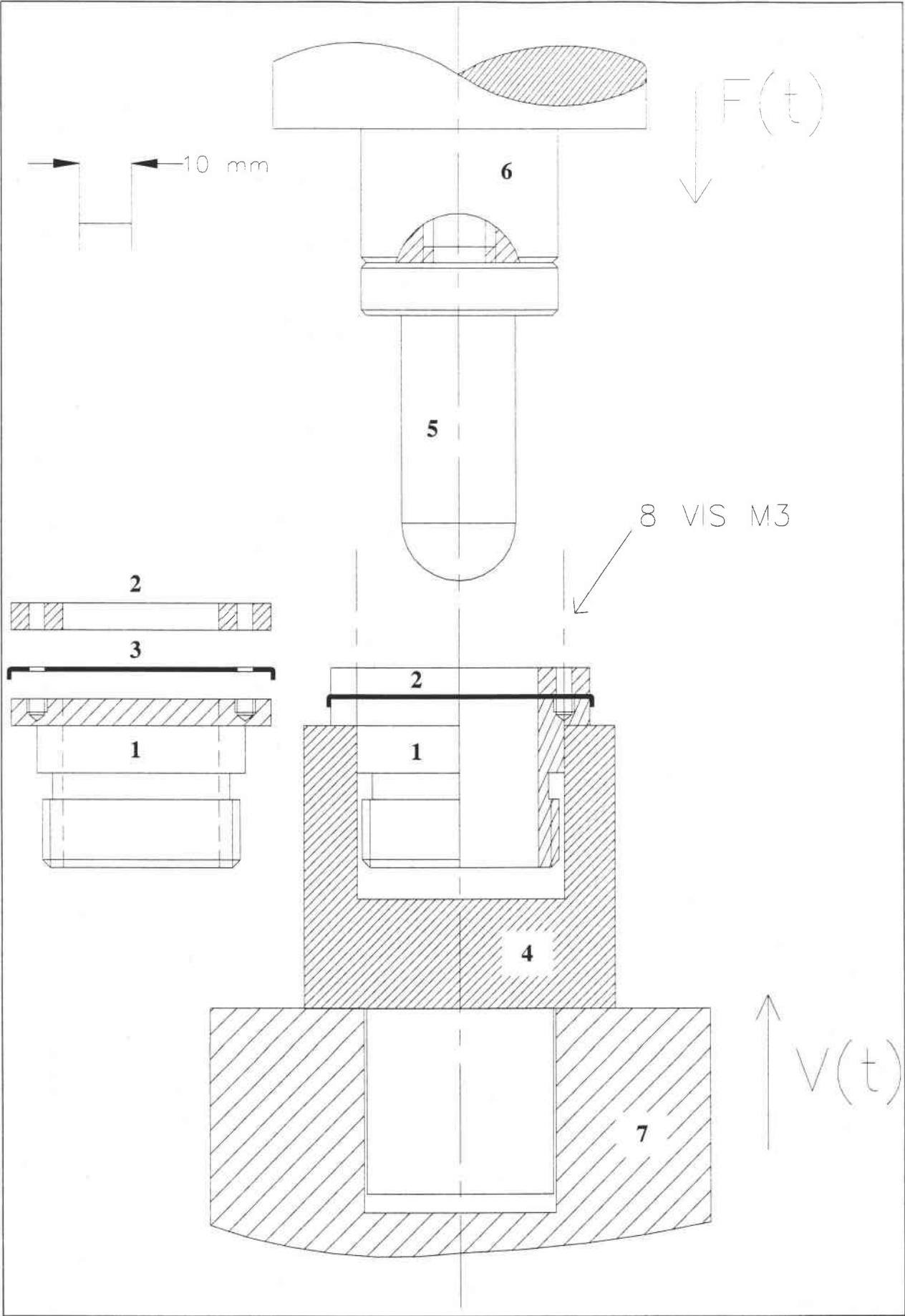


Fig. 4-8 : Définition du montage utilisé en chargement quasi-statique développé au LPMM

En effet suivant, le type de lubrifiant utilisé à l'interface poinçon-éprouvette, l'intensité du frottement est grandement modifiée Fig. 4-10. Une lubrification à base de Téflon permet de réduire fortement le frottement [116].

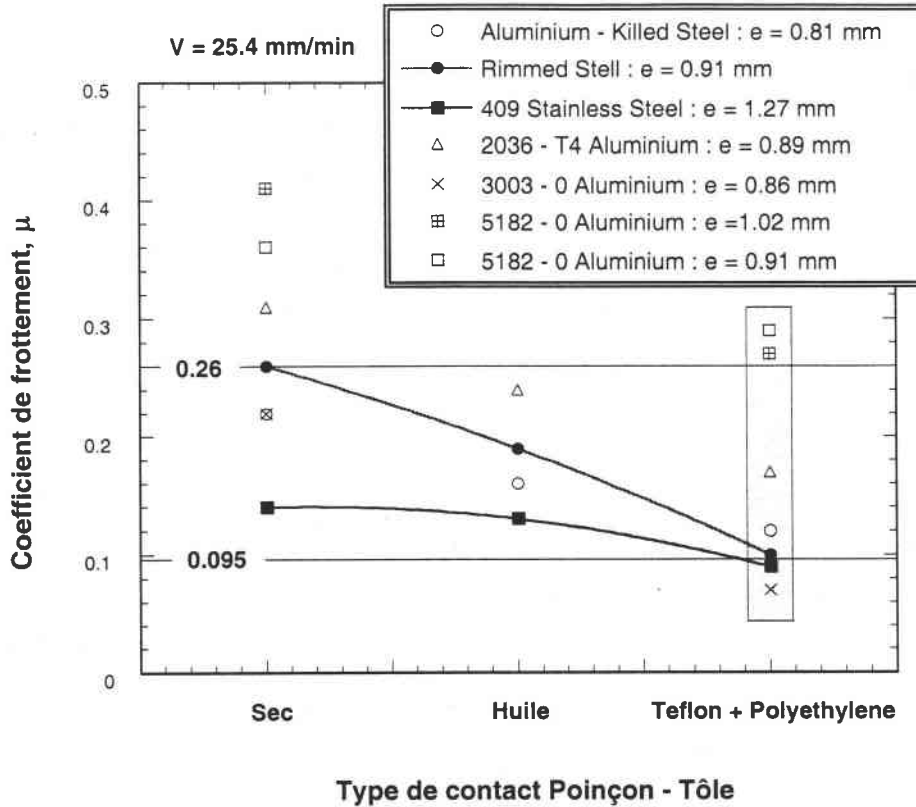


Fig. 4-10 : Influence du type de lubrifiant sur le coefficient de frottement [116]

Une augmentation du coefficient de frottement a pour effet de passer d'un mode de déformation équi-biaxiale à un mode combiné entre la traction plane et l'expansion biaxiale, Fig.4-1. En complément des essais d'emboutissage quasi-statique, des tests de perforation ont été réalisés pour des vitesses comprises entre $15 \leq V_0 \leq 70$ m/s.

II-2 Essais d'emboutissage rapide et de perforation

La caractérisation quasi-statique en chargement biaxial reste relativement aisée à mettre en place en raison de la durée de chargement (de l'ordre de la minute) et de l'utilisation de machines traditionnelles. La caractérisation dynamique reste, pour beaucoup, plus complexe à la fois pour la définition de la partie mécanique du dispositif et pour l'acquisition des mesures expérimentales en raison de la durée de l'essai (de l'ordre de la milliseconde). Bien que l'essai soit très court, la durée pour mettre en place le dispositif et le calibrer reste très longue. Il existe peu de dispositifs permettant ce type de chargement. Certaines techniques expérimentales permettant une caractérisation à grande vitesse de sollicitation en chargement biaxial seront présentées. L'une des techniques est semblable à celle décrite précédemment (essai Jovignot) où le chargement est obtenu par le biais d'un fluide comprimé grâce à une masse tombante. Ce fluide vient ensuite gonfler la tôle. Cette technique dite du "Water Hammer Rig" [117], Fig. 4-11, permet d'obtenir des vitesses de déformation variant de $10^{-3} \leq \dot{\epsilon} \leq 70$ s⁻¹.

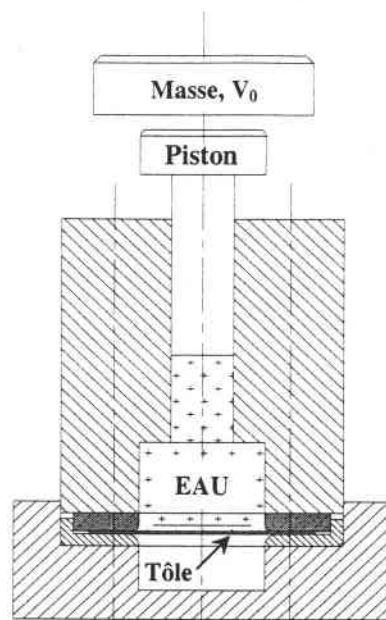


Fig. 4-11 : Dispositif expérimental de Water Hammer Rig défini pour les grandes vitesses de déformation [118]

Une technique récente développée par Kosing et Skews (1998) [117] permet également de charger une éprouvette de tôle (Cuivre) circulaire d'épaisseur maximale 0.9 mm par compression d'un fluide. Ce dispositif couplé à une approche théorique permet d'aboutir aux déformations, vitesses de déformations et contraintes [117]. La vitesse de déformations maximale obtenue avec ce dispositif est de l'ordre de $\dot{\epsilon}^{\max} = 2500 \text{ s}^{-1}$. D'autres techniques plus originales pour déterminer la réponse des tôles en chargement biaxial ont été définies. Ces dernières permettent d'obtenir des vitesses maximales d'impact de l'ordre de 500 m/s. Ces vitesses sont obtenues en propulsant des projectiles hémisphériques ou des billes d'acier grâce à des armes à feux [120-121], Fig. 4-12 et 4-13.

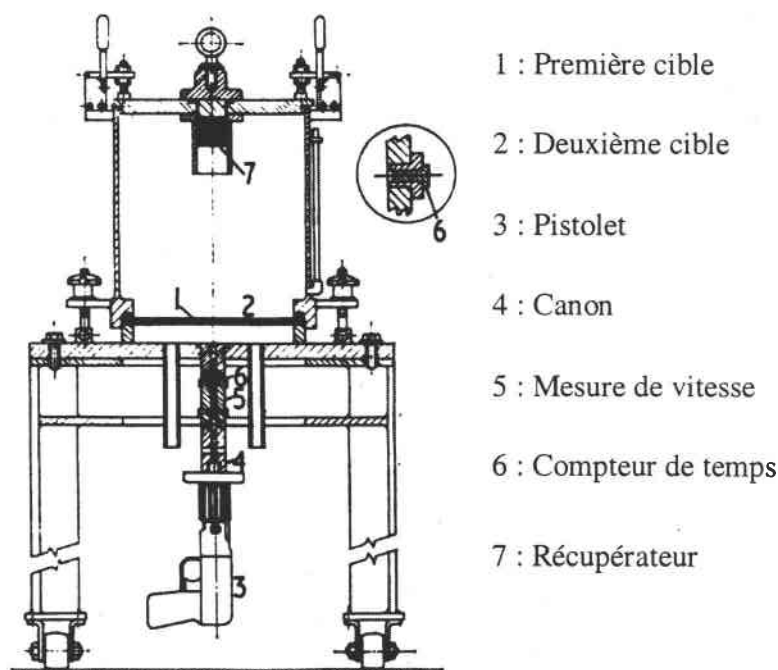


Fig. 4-12 : Dispositif expérimental défini par Zaid [118] (1972) projectile à fond plat avec une masse de 22 g

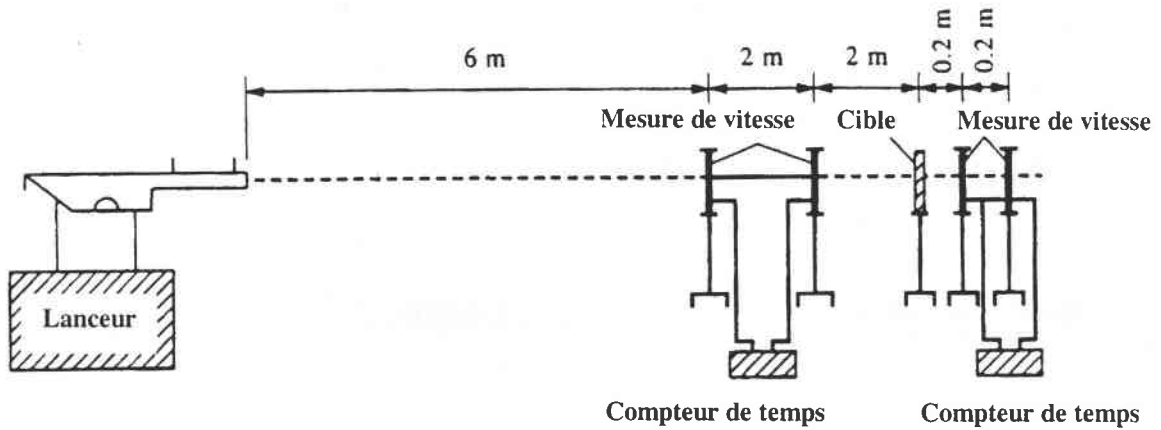


Fig. 4-13 : Dispositif expérimental employé par Gupta et al. [119] (1997)

A partir de ces dispositifs, il est possible de définir deux grandeurs caractéristiques qui sont la déflexion de la tôle après impact et la vitesse résiduelle V_r en fonction de la vitesse d'impact V_0 et de l'épaisseur. Ils sont plutôt utilisés pour faire une caractérisation balistique de la tôle. La figure suivante présente une séquence complète de perforation obtenue via ces dispositifs expérimentaux couplés à des caméras rapides. On observe une durée de chargement très courte, avec un temps de rupture égal à $114 \mu\text{s}$. Cet essai, a été réalisé sur une éprouvette d'Aluminium de 1.25 mm d'épaisseur chargée avec une vitesse d'impact de 150 m/s.

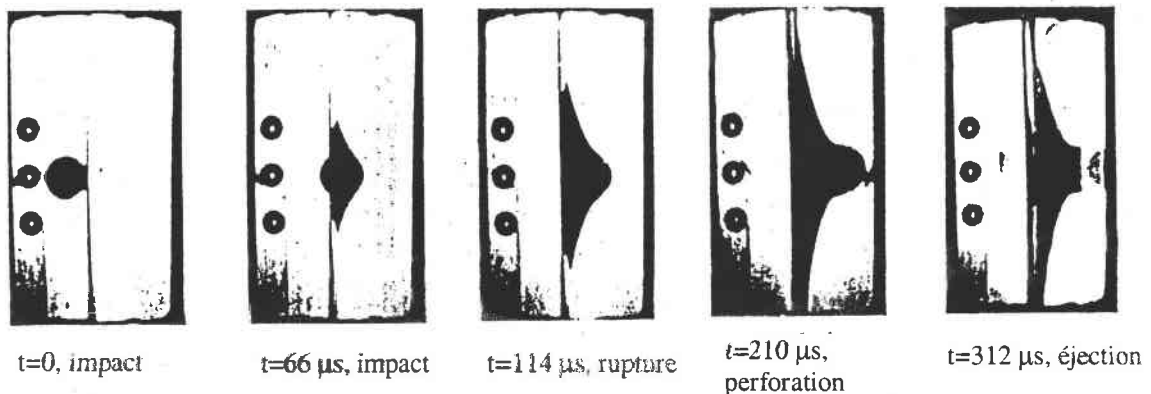


Fig. 4-14 : Séquence de perforation d'une tôle obtenue par impact d'une bille, Calder et al. [120]

II-2-1 Dispositif expérimental de perforation défini au LPM

La connaissance du comportement des matériaux en chargement biaxial a un intérêt majeur pour les industries opérant des opérations d'emboutissage. A partir de ces essais expérimentaux, il est possible de définir des courbes limites de formage (CLF). Cependant, ces essais sont couramment réalisés en chargement quasi-statique. Or, comme nous l'avons observé précédemment de façon analytique l'effet de la vitesse de sollicitation et de la température jouent un rôle important sur les CLF. Ainsi, en régime adiabatique, nous observons une diminution de la déformation ϵ_2 pour une déformation ϵ_1 fixée, Fig. 4-1. Il est essentiel de réaliser des essais dynamiques en sollicitation biaxiale. Ce type de dispositif, permet également d'analyser l'influence du coefficient de frottement à l'interface projectile-éprouvette à grande vitesse d'impact. Dans notre cas, nous avons opté pour des méthodes du tube de Hopkinson, Fig. 4-15 présentent au sein du LPM. Ce dispositif découle directement du dispositif utilisé en double cisaillement par impact direct. Les seules modifications

résident en la conception d'un nouveau bouchon de fixation (5), Fig. 4-15, et en l'usinage d'un projectile hémisphérique (2). On note que le dispositif dynamique présent au LPMM est très modulable par sa conception. Cette technique permet cependant d'obtenir des vitesses d'impact $V_0^{\max} \approx 200 \text{ m/s}$.

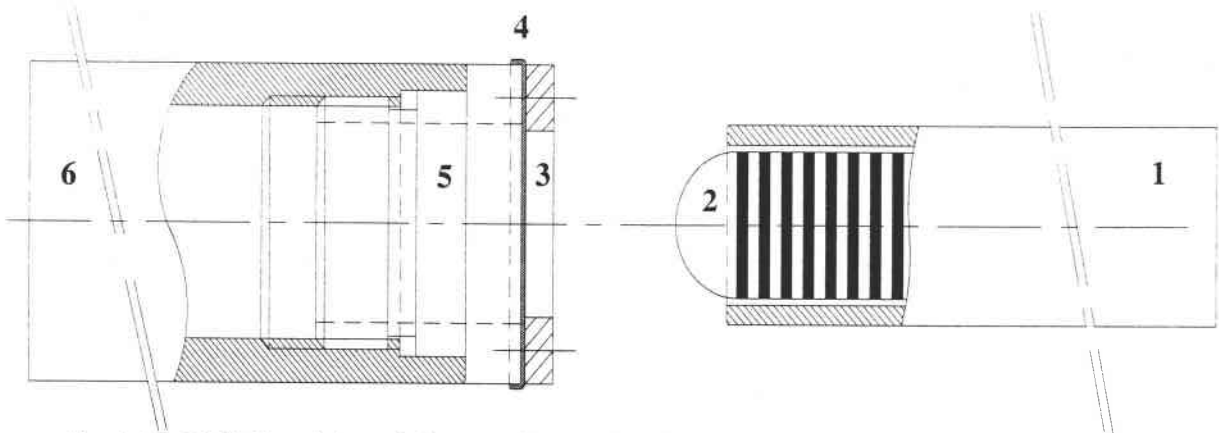


Fig. 4-15 : Définition de la technique expérimentale définie pour les essais de perforation au LPMM

Lors de l'essai, le projectile hémisphérique (2) de diamètre de 22 mm, de longueur de 70 mm et de masse de 154 g est lancé avec une vitesse d'impact V_0 . Il est réalisé en acier 35NCD16 trempé de manière à éviter toutes déformations du projectile (corps supposé parfaitement rigide). Lors de l'impact, une onde élastique est créée. Cette onde se propage ensuite à travers le bouchon puis dans le tube de Hopkinson (6) avec une célérité $C_0 = \sqrt{E/\rho}$. Grâce à cette onde, $\epsilon_T(t)$, il sera possible de définir l'histoire de la force $F(t)$ imposée ainsi que le déplacement élastique du tube induit par l'impact. La connaissance du déplacement du tube permet d'aboutir à la déflexion réelle de l'éprouvette durant l'essai. Pour éviter tout problème de superposition des ondes et compte tenu de la longueur du tube (4 m), les mesures sont possibles pour une durée inférieure à 1540 μs . Pour mesurer les grandeurs physiques principales, force, vitesse et déplacement. Deux dispositifs originaux ont été définis, Fig. 4-17 et 4-19.

II-2-2 Dispositif de mesures I

De manière à étalonner le dispositif, un premier système de mesure a été défini. Celui-ci permet essentiellement de mesurer l'amplitude de l'onde transmise $\epsilon_T(t)$ et la vitesse du projectile V_0 avant impact. La vitesse du projectile V_0 avant l'impact est définie par le biais du dispositif noté I, Fig. 4-16 et 4-19. Lors du passage consécutif du projectile devant les trois fibres optiques reliées à des photodiodes, deux compteurs de temps se déclenchent successivement. Connaissant la distance Δx_i qui sépare deux fibres optiques, la vitesse peut être définie ainsi que la décélération. Le déclenchement des oscilloscopes pour mesurer l'amplitude de l'onde transmise $\epsilon_T(t)$ se fait par l'intermédiaire d'une source de lumière et d'une photodiode, ensemble II, Fig. 4-16. Ainsi, lorsque le faisceau lumineux est coupé par le passage du projectile, les oscilloscopes couplés aux jauges de résistance se déclenchent.

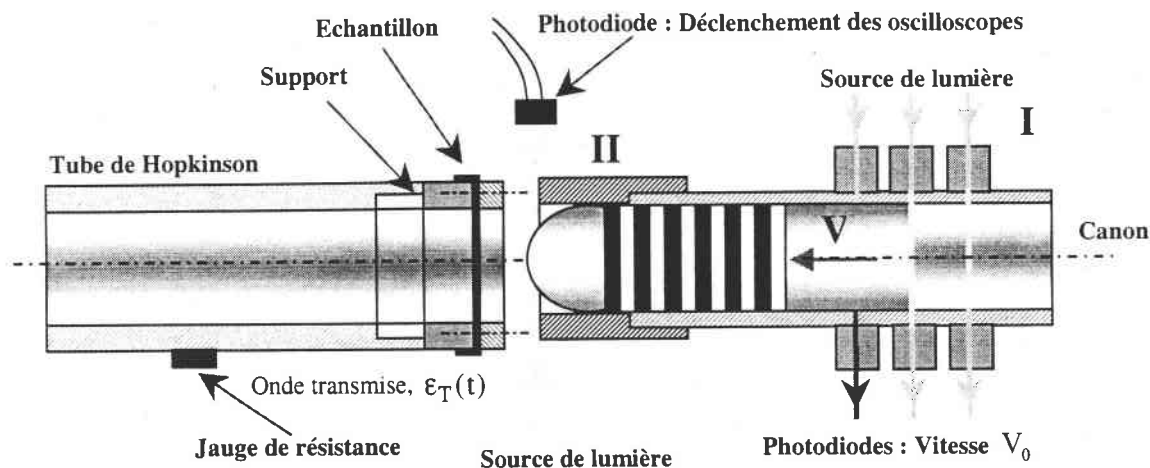


Fig. 4-16 : Dispositif de mesure électronique permettant de mesurer la force d'impact

Tube de Hopkinson

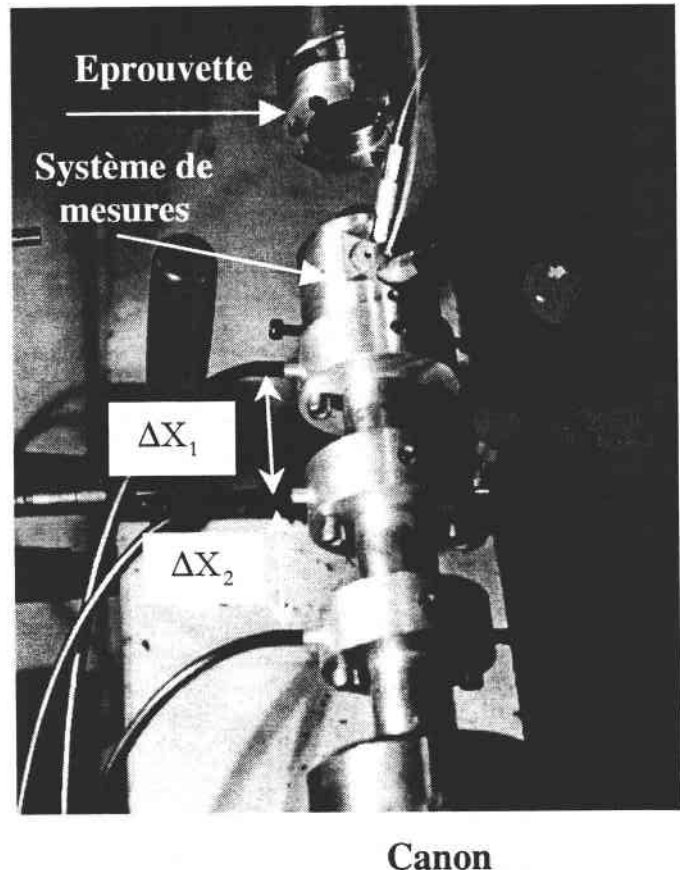


Fig. 4-17 : Définition du dispositif de mesure des vitesses, repère I

Le signal recueilli pour l'onde transmise $\epsilon_T(t)$ dans le tube au cours des essais de perforation à partir de ce dispositif électronique est présenté Fig. 4-18. Sur cette figure, on note la présence de la phase de chargement et de déchargement pour une vitesse d'impact de 31 m/s et un état de contact lubrifié. Durant l'essai, l'échantillon n'a pas été perforé, Fig. 4-45-B2.

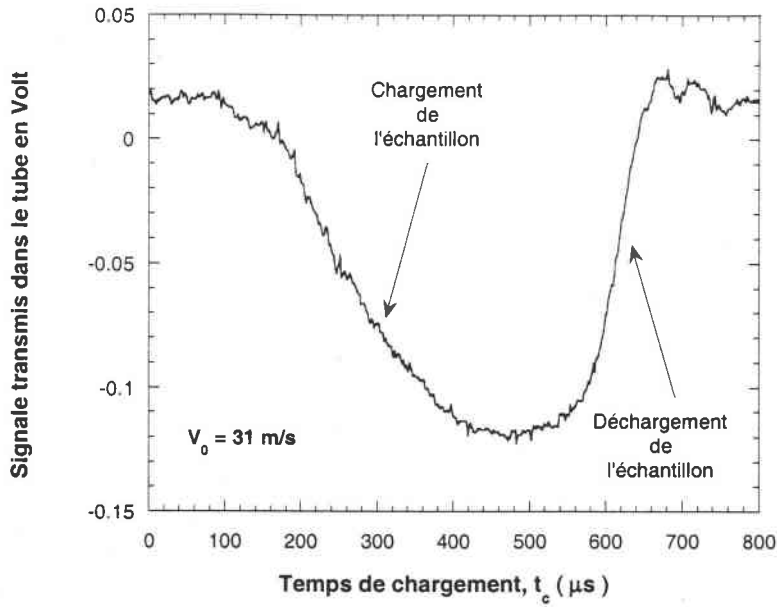


Fig. 4-18 : Type de mesure expérimentale, $\varepsilon_T(t)$, obtenue en chargement dynamique

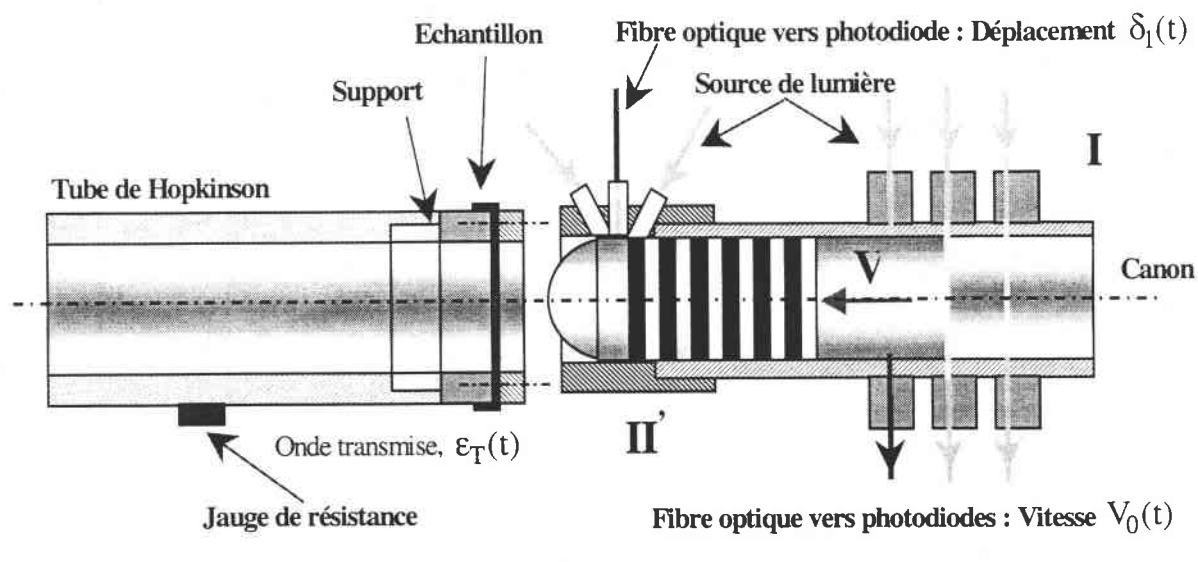
A partir de cette mesure et de la théorie de la propagation des ondes élastiques, il est possible de définir l'intensité de la force $F(t)$ transmise à l'échantillon à partir de la relation suivante :

$$F(t) = \frac{\pi E(D^2 - d^2)}{4} \varepsilon_T(t) \quad (4-1)$$

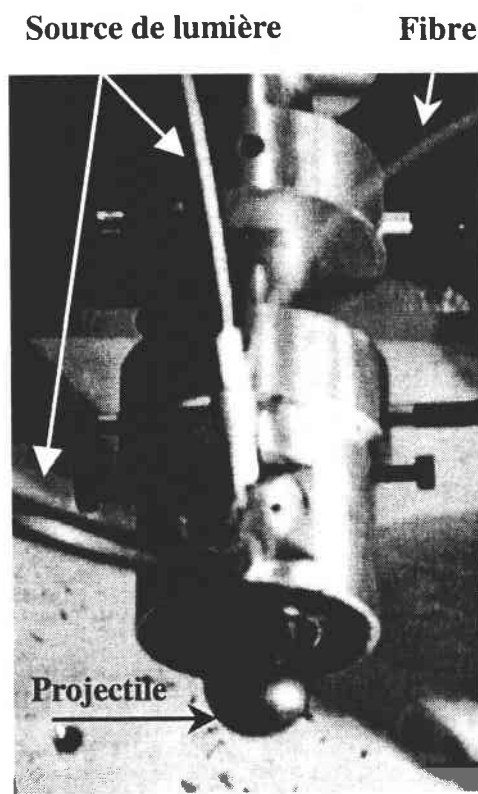
où D et d sont respectivement le diamètre extérieur et intérieur du tube de Hopkinson et E le module d'Young du tube de Hopkinson.

II-2-2 Dispositif de mesures 2

Par la suite, nous avons modifié ce dispositif primaire, (§.II-2-2, mesure 1) de manière à pouvoir mesurer la déflexion de la tôle et la force au cours du processus de perforation. Cet ensemble supplémentaire (II'), Fig. 4-19, est constitué de deux fibres optiques combinées à deux sources de lumière permettant d'éclairer le code barre collé sur le projectile lors de son passage devant celles-ci et d'une fibre optique sortante couplée à une photodiode permettant de mesurer le nombre de stries noires et blanche passant devant la fibre [121], Fig. 4-19. Le problème majeur est de disposer d'une photodiode très sensible aux alternances noire-blanche. En combinant ce système de mesures à une analyse numérique adéquat [121], il est possible d'aboutir à la déflexion de la tôle au cours du temps de chargement.



a)



b)

Fig. 4-19 : a) Dispositif de mesure électronique global permettant de mesurer le déplacement du projectile, b) Représentation du dispositif permettant la mesure du nombre de stries noire-blanc

Le type de signal expérimental obtenu à partir de ce dispositif électronique est le suivant, Fig. 4-20. Connaissant la largeur des bandes $\lambda = 1 \text{ mm}$, il est possible de définir l'enfoncement du projectile et par conséquent la déflexion de la tôle. Sur la figure suivante, nous présentons le type de courbes obtenues à partir de ce dispositif. Il est évident que ce schéma est idéalisé. En effet, lors des essais la fréquence d'oscillation ne reste pas constante au cours du temps [121] en raison de la décélération du projectile, Fig. 1-47.

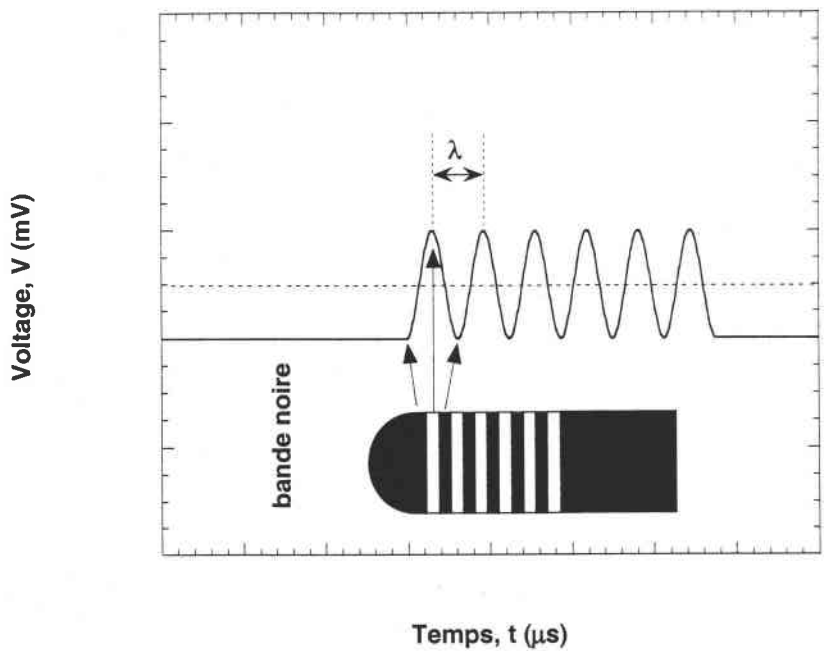


Fig. 4-20 : Schématisation du type de mesures obtenues à partir du dispositif électronique II

Ainsi, le déplacement de l'éprouvette, δ_{ep} , s'obtient par la relation suivante :

$$\delta_{ep} = n\lambda \quad (4-2)$$

où n est le nombre de maxima mesurés durant la période de chargement, Fig. 4-20.

L'onde transmise permet de définir le déplacement élastique du tube, $\delta_{tube}(t)$, dû à l'action de la force, par la relation suivante :

$$\delta_{tube}(t) = C_0 \int_0^t \epsilon_T(t) dt \quad (4-3)$$

Ainsi le déplacement vrai de l'éprouvette en tenant compte du recul est :

$$\delta_v(t) = \delta_{ep} - C_0 \int_0^t \epsilon_T(t) dt ; \delta_v(t) = n\lambda - C_0 \int_0^t \epsilon_T(t) dt \quad (4-4)$$

Après traitement numérique des signaux, il est possible d'analyser l'ensemble des résultats expérimentaux d'emboutissage et de perforation.

III - ANALYSE EXPERIMENTALE DES RESULTATS

III-1 Essais quasi-statiques

Pour chaque vitesse d'emboutissage, deux essais ont été réalisés. Les vitesses testées varient de $0.005 \leq V_0 \leq 500$ mm/s. Au cours des essais, nous avons constaté que les dispersions restaient relativement faible tant que la vitesse n'excédait pas 500 mm/s. Les premiers résultats que nous allons exploiter sont les courbes force-déplacement, Fig. 4-21-27, pour différentes vitesses d'emboutissage et deux états de contact poinçon-éprouvette. De ces résultats expérimentaux, la sensibilité à la vitesse de sollicitation en chargement biaxial peut être définie. De plus, l'influence du type de contact (lubrifié ou non) sur le déplacement maximal de striction est étudiée ainsi que le niveau de la force maximale correspondante. Sur l'ensemble des courbes expérimentales trois stades sont observés quelque soit l'état du contact:

- 1- Déformation homogène de l'échantillon
- 2- Localisation de la déformation par striction
- 3- Rupture de l'échantillon

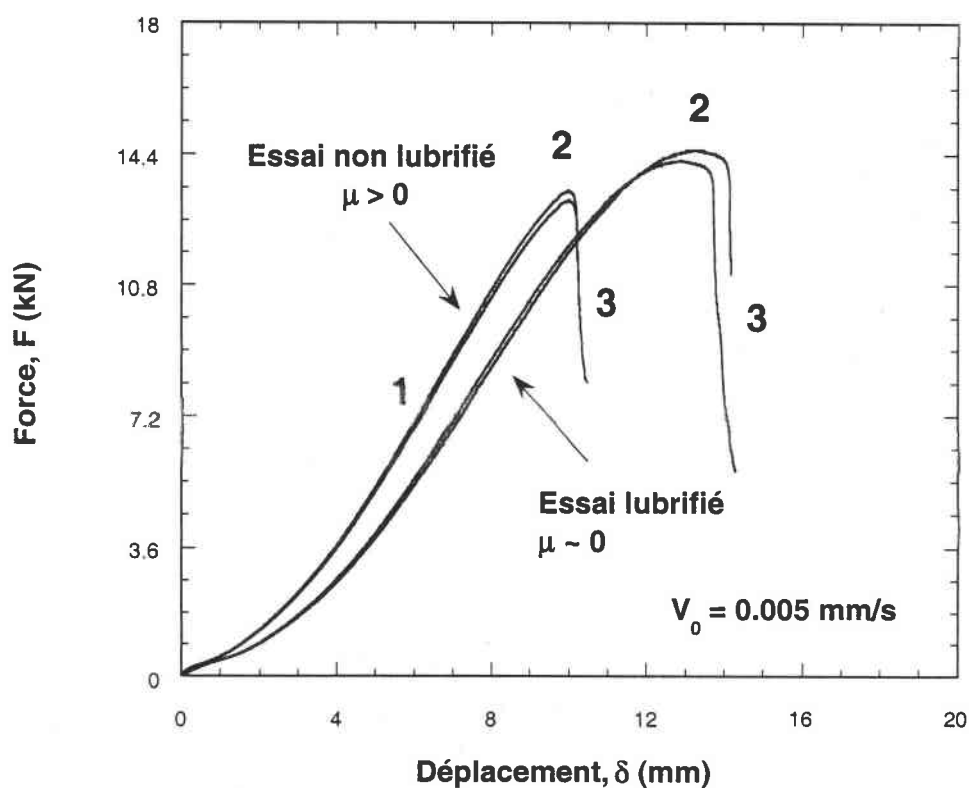


Fig. 4-21 : Essais expérimentaux obtenus en emboutissage, $V_0 = 0.005$ mm/s pour un contact sec et lubrifié, acier ES

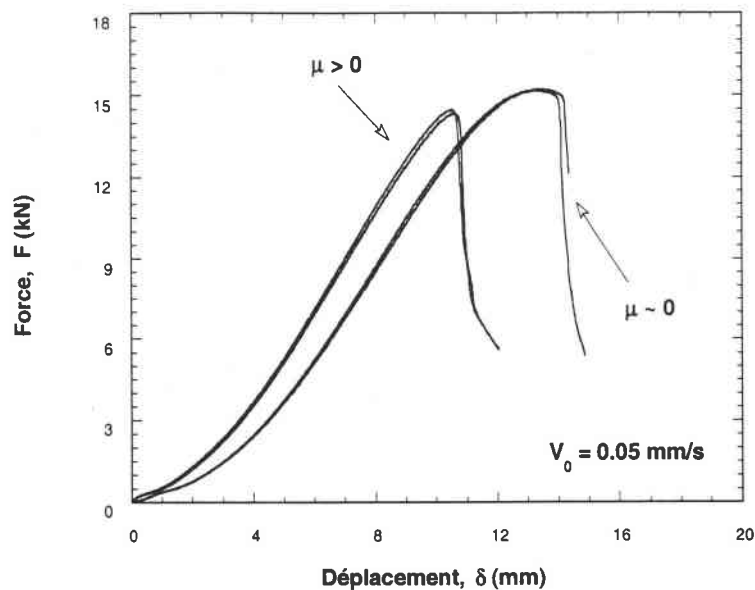


Fig. 4-22 : Essais expérimentaux obtenus en emboutissage, $V_0 = 0.05 \text{ mm/s}$ pour un contact sec et lubrifié, acier ES

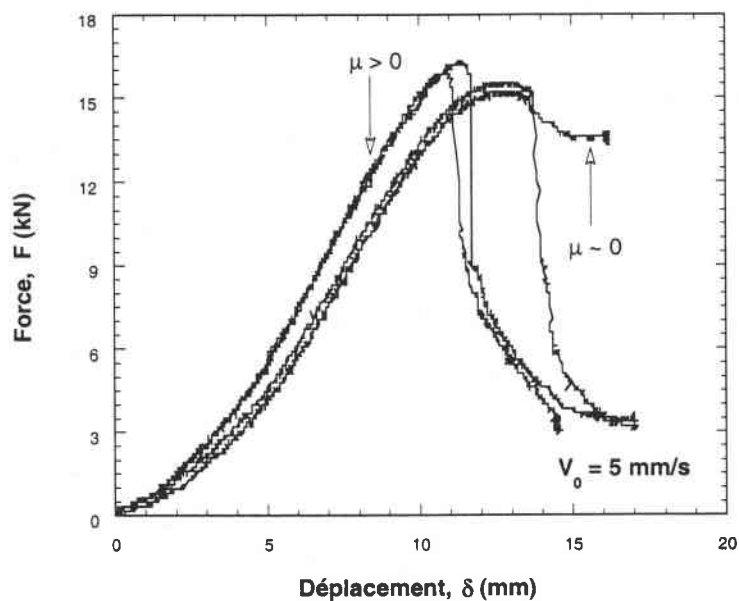


Fig. 4-23 : Essais expérimentaux obtenus en emboutissage, $V_0 = 5 \text{ mm/s}$ pour un contact sec et lubrifié, acier ES

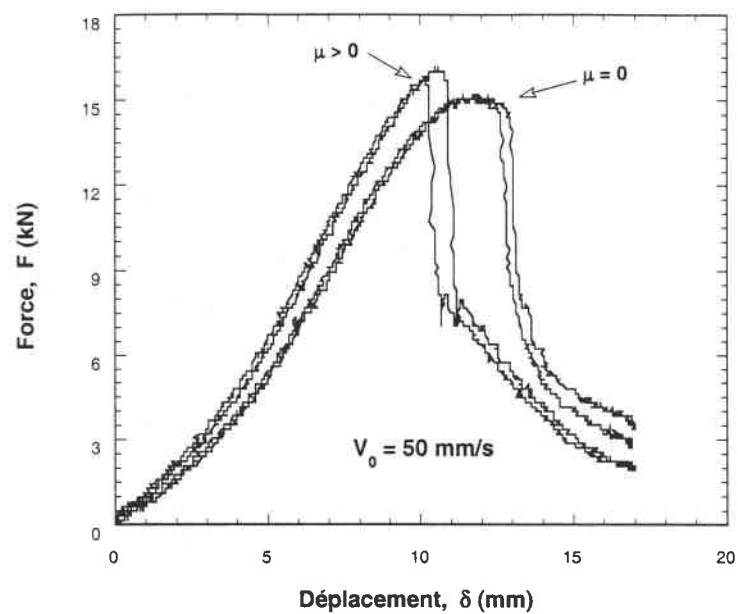


Fig. 4-24 : Essais expérimentaux obtenus en emboutissage, $V_0 = 50 \text{ mm/s}$ pour un contact sec et lubrifié, acier ES

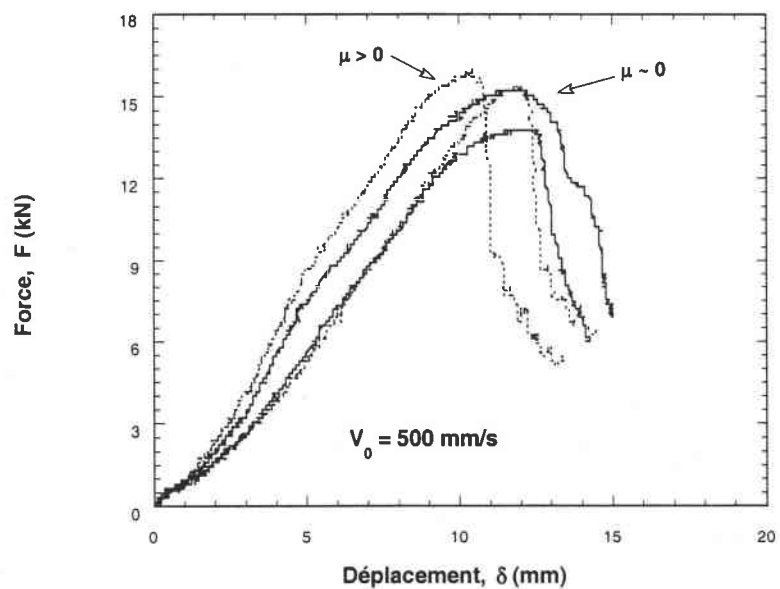


Fig. 4-25 : Essais expérimentaux obtenus en emboutissage, $V_0 = 500 \text{ mm/s}$ pour un contact sec et lubrifié, acier ES

L'analyse globale des résultats expérimentaux fait apparaître une forte influence du frottement pour une même vitesse de sollicitation V_0 . Pour les faibles vitesses, $V_0 < 0.5 \text{ m/s}$, la force maximale diminue de manière significative avec le frottement. De plus, l'instabilité de striction est plus précoce avec la courbure de la courbe $F(\delta)$ très prononcée avant rupture. Pour les fortes vitesses, l'effet du frottement diminue. Ainsi pour des vitesses $V_0 > 0.5 \text{ m/s}$ le déplacement de striction ainsi que l'intensité de la force maximale est pratiquement insensible aux conditions de contact Fig. 4-23 et 4-25. Ces observations sont regroupées sur la figure 4-26.

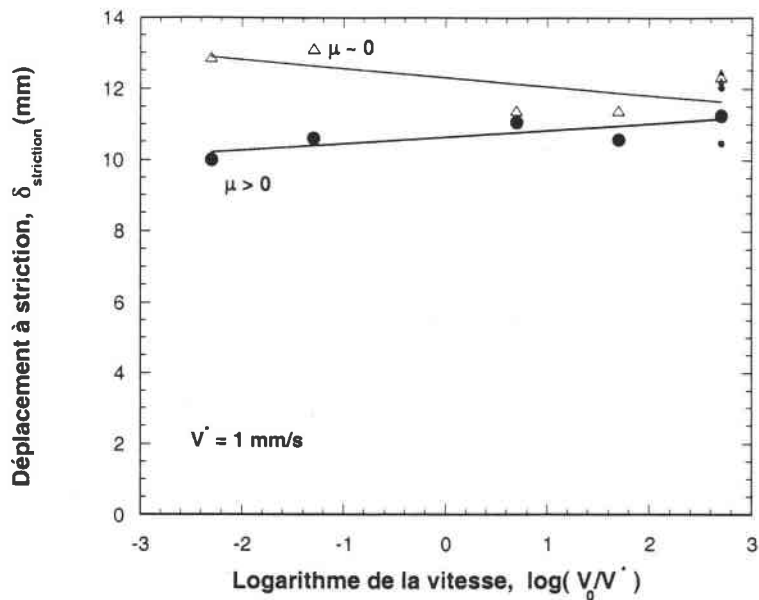


Fig. 4-26 : Déplacement maximal de striction en fonction du logarithme de la vitesse d'emboutissage pour les essais quasi-statique lubrifiés et non lubrifiés, acier ES

Cette observation est en parfait accord avec les résultats expérimentaux de Gosh [116] où l'on observe une diminution de la déflexion maximale de l'échantillon lorsque le coefficient de frottement augmente.

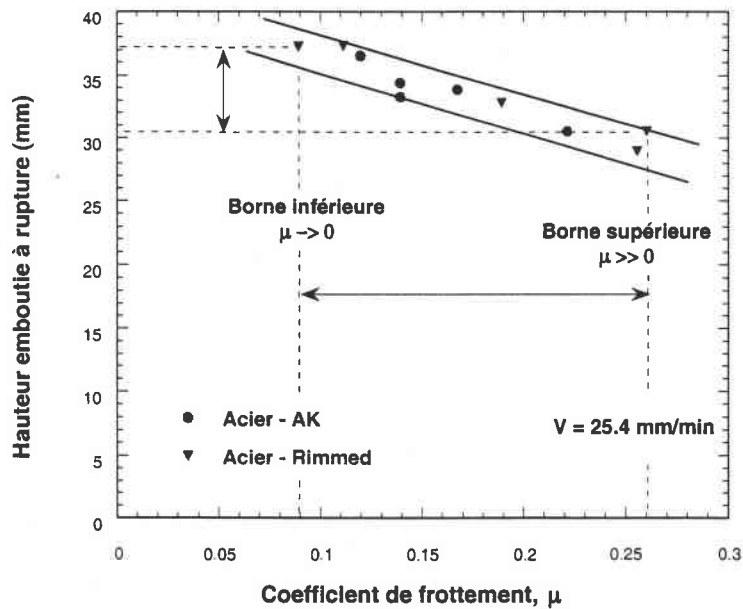


Fig. 4-27 : Influence du coefficient de frottement sur le déplacement maximal de striction [116]

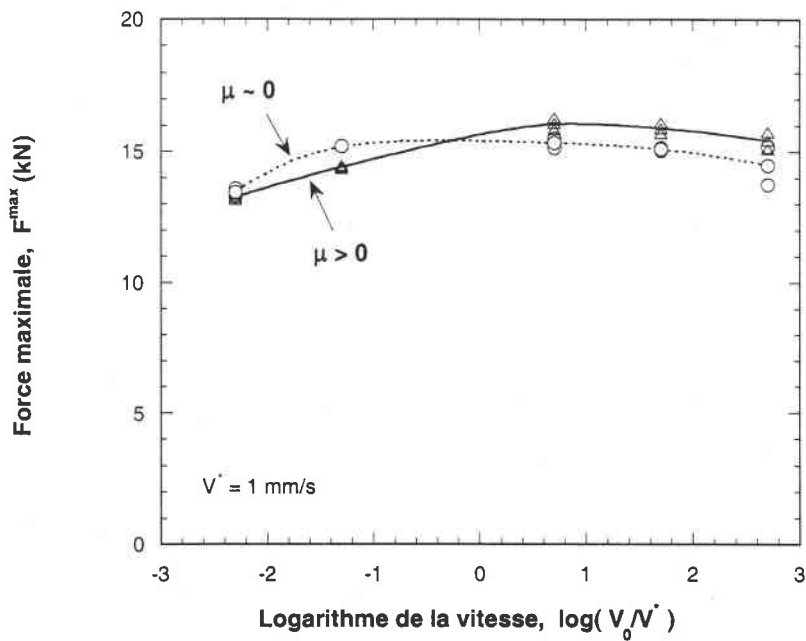


Fig. 4-28 : Influence de la vitesse de chargement sur la force maximale de rupture, acier ES

Ces tendances s’observent également sur le taux d’énergie de déformation, W , obtenu par l’intégration des courbes $F(\delta)$.

$$W = \int_0^{\delta_{st}} F d\zeta$$

(4-5)

où δ_{st} est le déplacement correspondant au point d'instabilité responsable de la localisation de la déformation plastique conduisant à la rupture ductile de la tôle, ($dF/d\delta = 0$). Pour les faibles vitesses, la striction apparaît plus tard en l'absence du frottement. De plus, le niveau de la force est plus élevé. Ainsi, l'énergie de déformation acceptée par le matériau s'en trouve accrue Fig. 4-29. A même que la vitesse de sollicitation augmente, cette différence s'estompe et l'énergie à striction est indépendante du type de contact. La connaissance de l'intensité de l'énergie est un facteur très important dans le domaine de la rupture car il permet de déterminer l'énergie nécessaire à la propagation des fissures (Chap. 3, p. 104). A noter également que la force présente une sensibilité négative à la vitesse de sollicitation pour les deux états de contact. Cette remarque, sera explicitée dans la suite de ce chapitre.

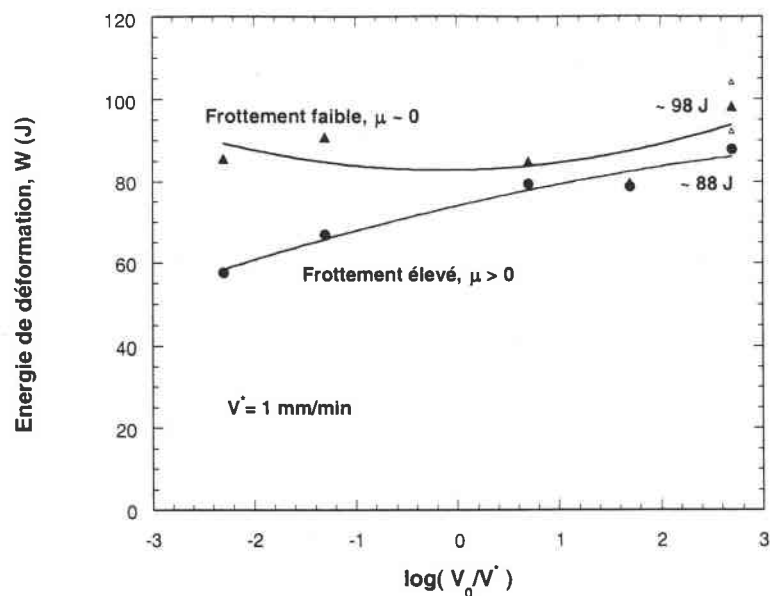


Fig. 4-29 : Variation de l'énergie de déformation avec la vitesse d'emboutissage, acier ES

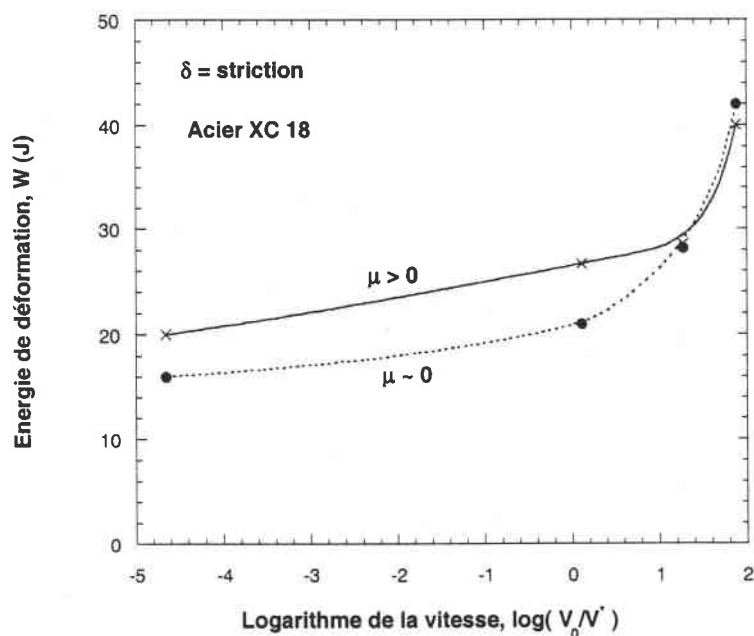


Fig. 4-30 : Variation de l'énergie de déformation avec la vitesse d'emboutissage pour l'acier XC18 [122]

Une étude similaire faite sur un acier XC18, Fig. 4-30, permet de retrouver ces tendances (influence importante aux faibles vitesses, effet faible du frottement pour les hautes vitesses). Par comparaison, l'acier ES présente une sensibilité énergétique moins prononcée avec la vitesse d'emboutissage. Cependant, les niveaux d'énergie sont plus intenses dans notre cas, Fig. 5-32. Ceci résulte d'une plus grande ductilité de l'acier ES avant striction. En effet, dans le cas de l'acier XC18 le déplacement maximal de striction est de l'ordre de $5 \leq \delta_{st} \leq 7 \text{ mm}$ alors que pour l'acier ES, celui-ci varie de $10 \leq \delta_{st} \leq 15 \text{ mm}$. Cet acier, présente ainsi de meilleures performances en

emboutissage. Pour ce domaine d'étude $0.005 \leq V_0 \leq 500 \text{ mm/s}$, la sensibilité à la vitesse d'emboutissage est relativement faible, Fig. 4-28.

III-2 Essais dynamiques, essais de perforation

L'ensemble des résultats dynamiques ont pour but d'analyser l'influence de la vitesse de sollicitation V_0 sur le comportement de la tôle ES pour deux états de contact. Il est également possible d'analyser l'effet du frottement sur le mode de rupture et sur la limite balistique. Toutes ces observations seront présentées par la suite.

Les premiers résultats que nous allons analyser sont les courbes force-temps obtenues à partir du système de mesures électroniques 1 (p. 115). Les essais ont été réalisés pour deux types de contact, avec et sans lubrification. Les vitesses d'impact pour ces tests varient de $14.63 \leq V_0 \leq 72.62 \text{ m/s}$. On observera ainsi deux types de courbes respectivement avec et sans perforation de la tôle. Les courbes moyennes présentées proviennent d'une approximation des points expérimentaux.

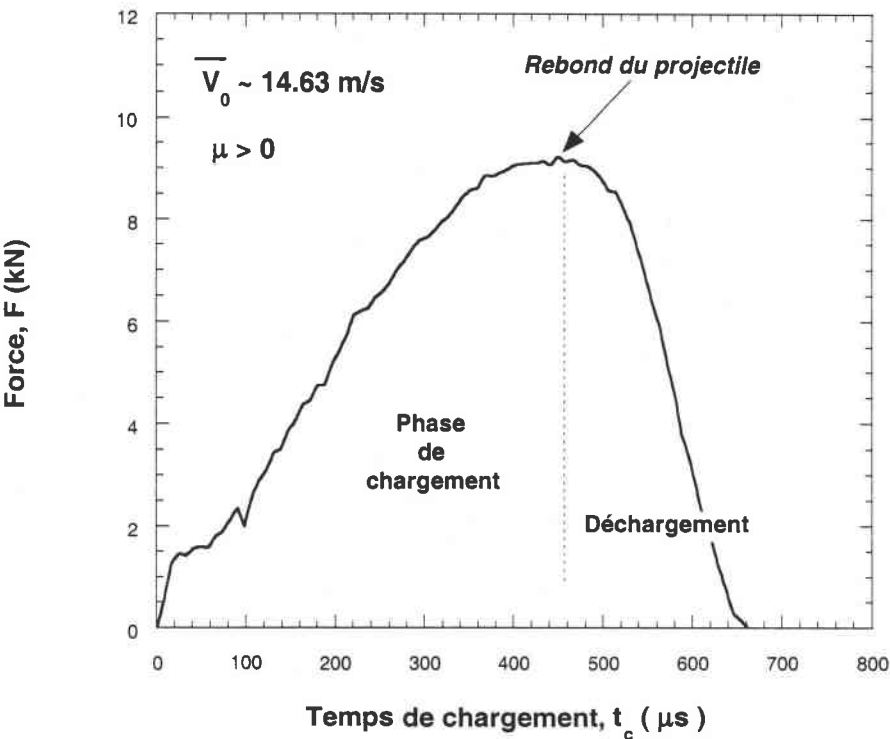


Fig. 4-31 : Courbe force-temps obtenue pour l'acier ES avec une vitesse d'impact $\overline{V}_0 = 14.63 \text{ m/s}$, acier ES, contact non lubrifié

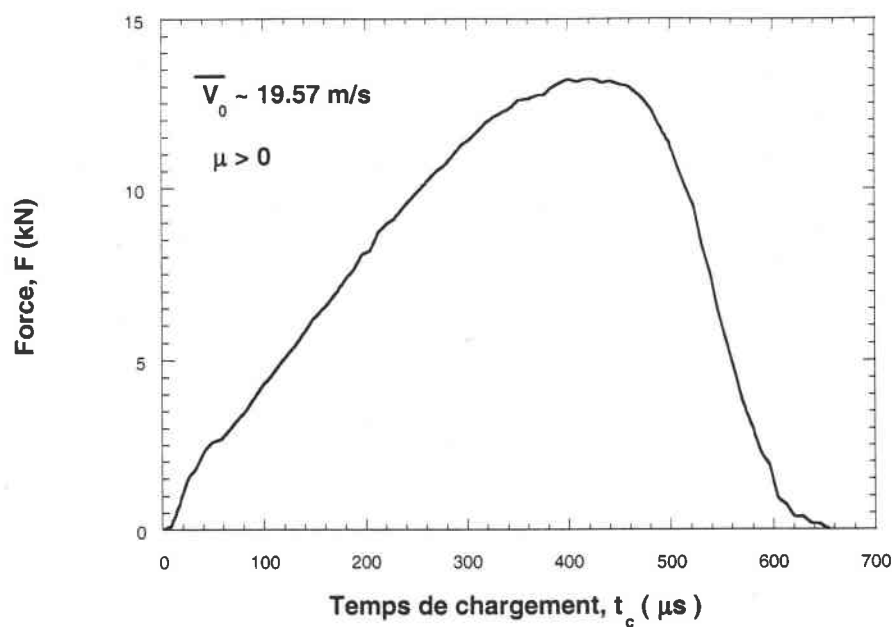


Fig. 4-32 : Courbe force-temps obtenue pour l'acier ES avec une vitesse d'impact $\overline{V}_0 = 19.57 \text{ m/s}$, acier ES, contact non lubrifié

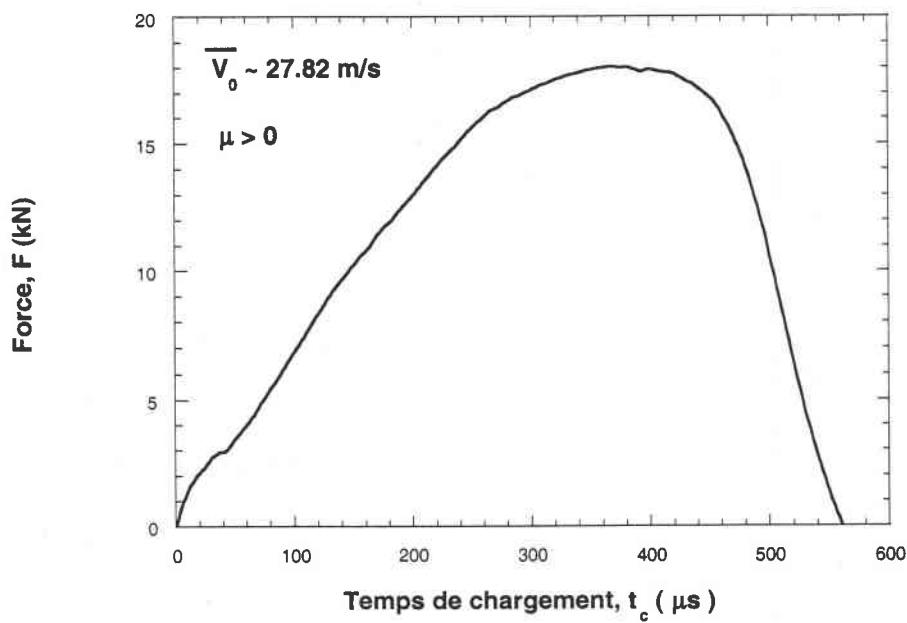


Fig. 4-33 : Courbe force-temps obtenue pour l'acier ES avec une vitesse d'impact $\overline{V}_0 = 27.82 \text{ m/s}$, acier ES, contact non lubrifié

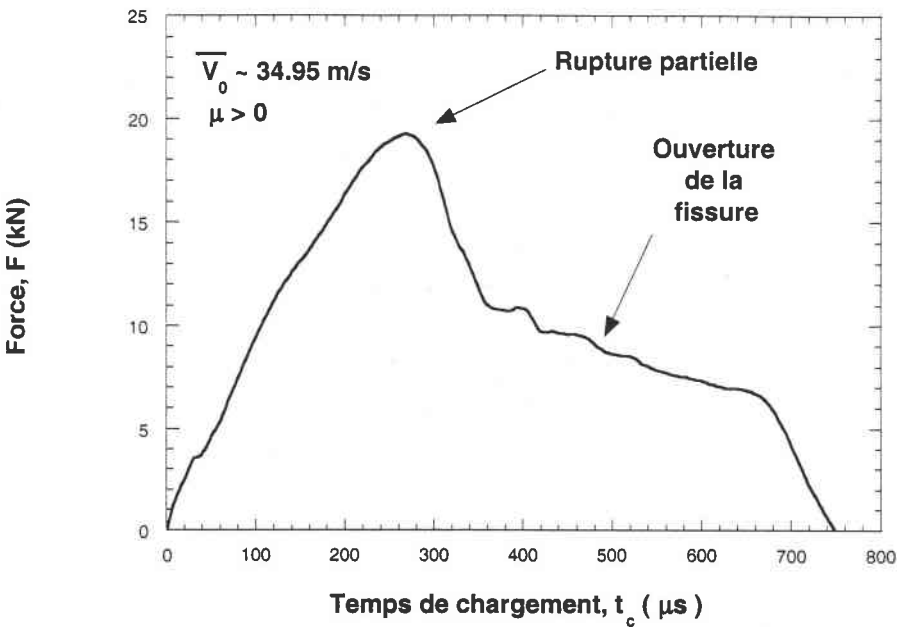


Fig. 4-34 : Courbe force-temps obtenue pour l’acier ES avec une vitesse d’impact $\overline{V}_0 = 34.95 \text{ m/s}$, acier ES, contact non lubrifié

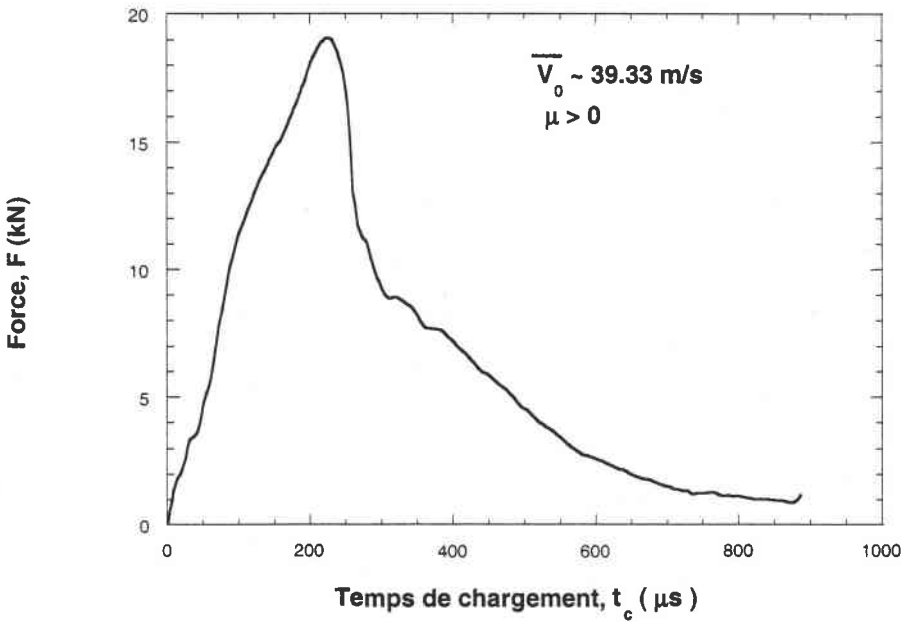


Fig. 4-35 : Courbe force-temps obtenue pour l’acier ES avec une vitesse d’impact $\overline{V}_0 = 39.33 \text{ m/s}$, acier ES, contact non lubrifié

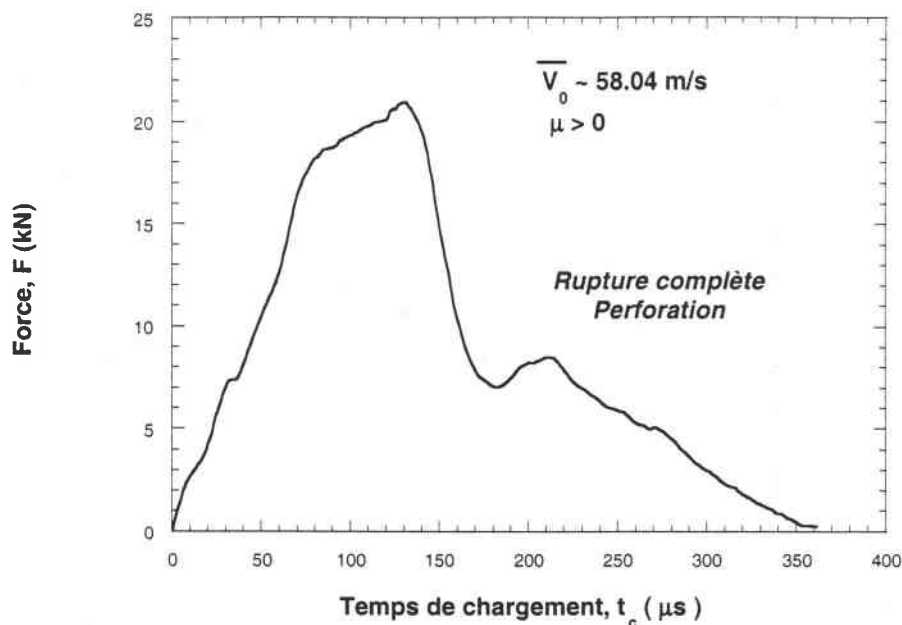


Fig. 4-36 : Courbe force-temps obtenue pour l'acier ES avec une vitesse d'impact $\overline{V}_0 = 58.04 \text{ m/s}$, acier ES, contact non lubrifié

Une étude de l'influence du frottement en chargement dynamique a été entreprise. Les vitesses testées varient de $15.2 \leq V_0 \leq 72.42 \text{ m/s}$. Le frottement a été diminué en utilisant comme en statique une interface (Téflon+graisse). Les résultats expérimentaux obtenus pour les courbes force-temps sont les suivants Fig. 4-37-4-42.

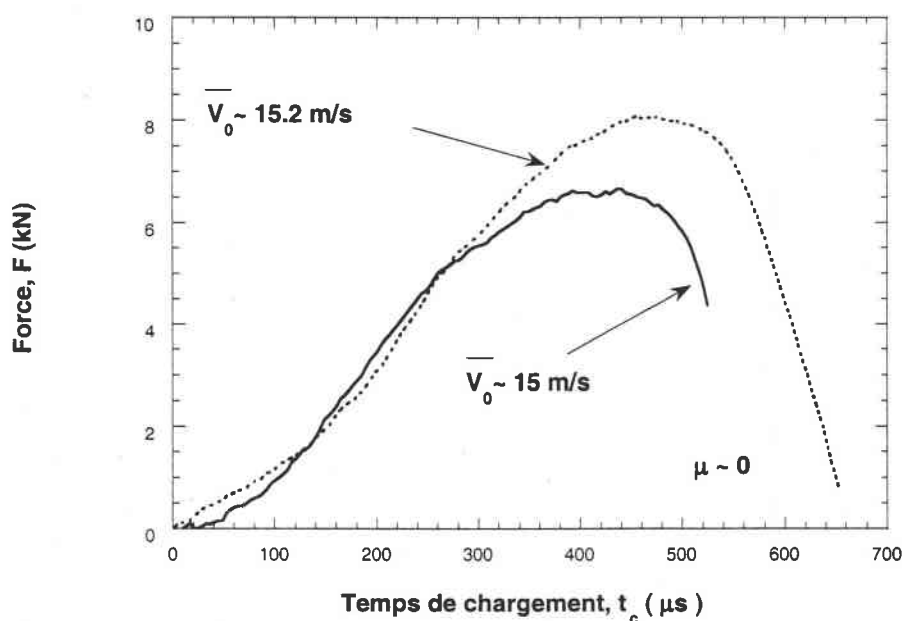


Fig. 4-37 : Courbe force-temps obtenue pour l'acier ES avec une vitesse d'impact $\overline{V}_0 = 15 \text{ m/s}$ pour un contact lubrifié

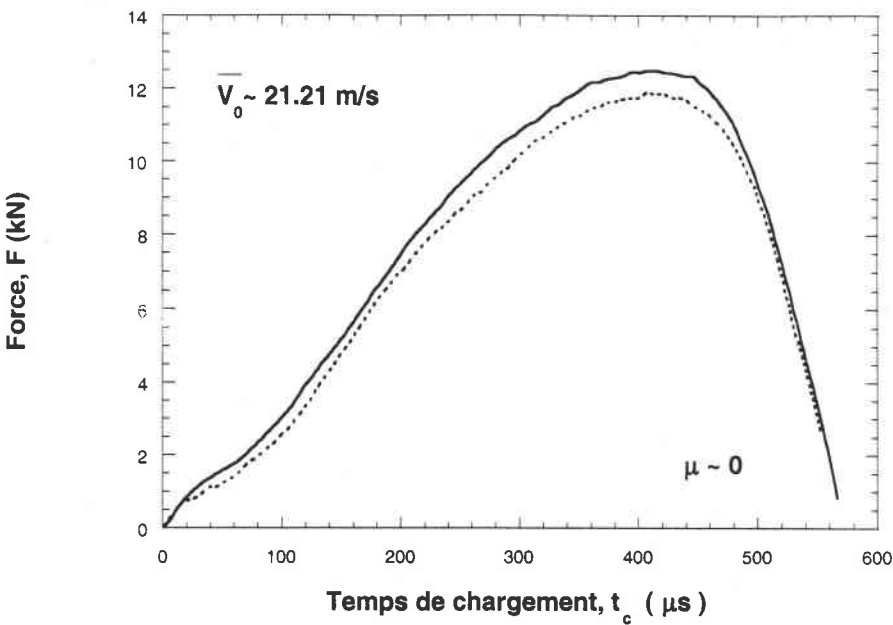


Fig. 4-38 : Courbe force-temps obtenue pour l’acier ES avec une vitesse d’impact $\overline{V}_0 = 21 \text{ m/s}$ pour un contact lubrifié

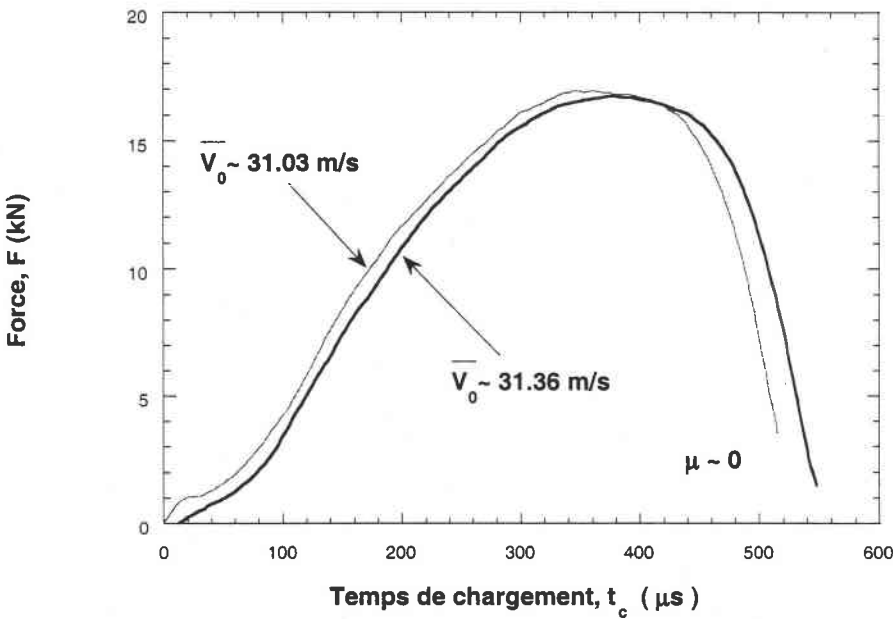


Fig. 439 : Courbe force-temps obtenue pour l’acier ES avec une vitesse d’impact $\overline{V}_0 = 31 \text{ m/s}$ pour un contact lubrifié

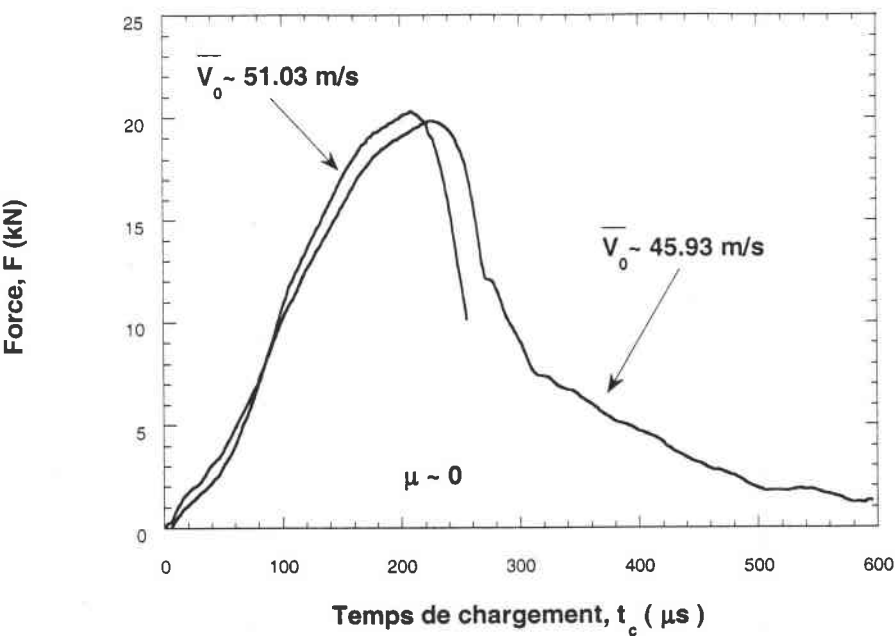


Fig. 4-40 : Courbe force-temps obtenue pour l'acier ES avec une vitesse d'impact $\overline{V}_0 = 45$ m/s et $\overline{V}_0 = 51$ m/s pour un contact lubrifié

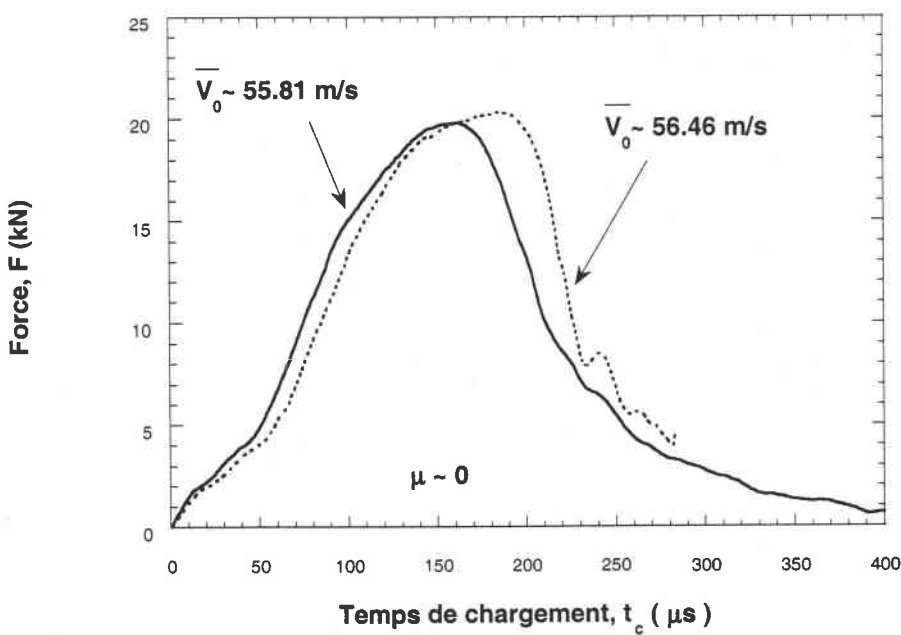


Fig. 4-41 : Courbe force-temps obtenue pour l'acier ES avec une vitesse d'impact $\overline{V}_0 = 55$ m/s et $\overline{V}_0 = 56$ m/s pour un contact lubrifié

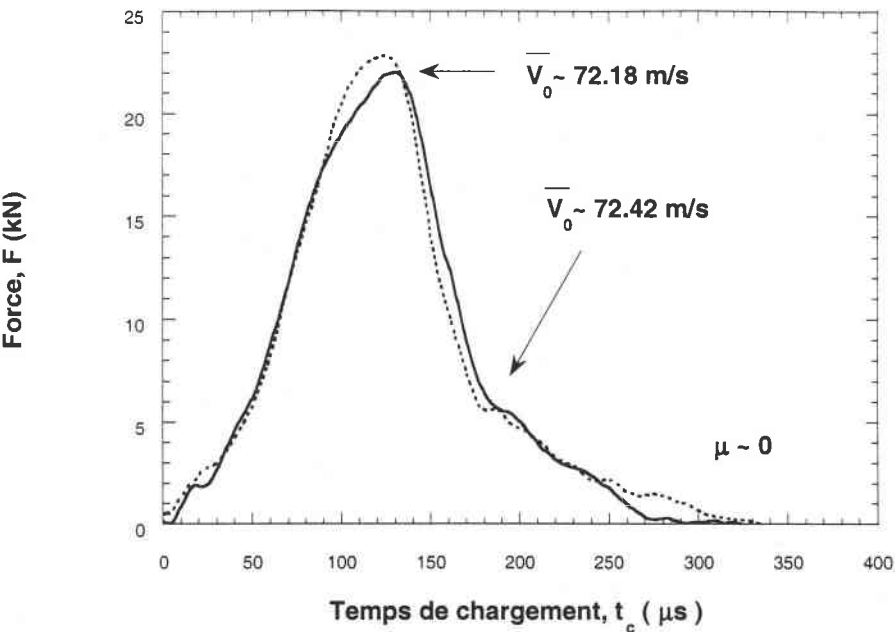


Fig. 4-42 : Courbe force-temps obtenue pour l'acier ES avec une vitesse d'impact $\bar{V}_0 = 72 \text{ m/s}$ pour un contact lubrifié

A partir de l'ensemble des résultats expérimentaux suivants, la sensibilité du matériau (Acier ES) a pu être définie en fonction de l'état du contact poinçon-éprouvette, Fig. 5-46. Ces courbes rassemblent les résultats expérimentaux en chargement quasi-statique et dynamique.

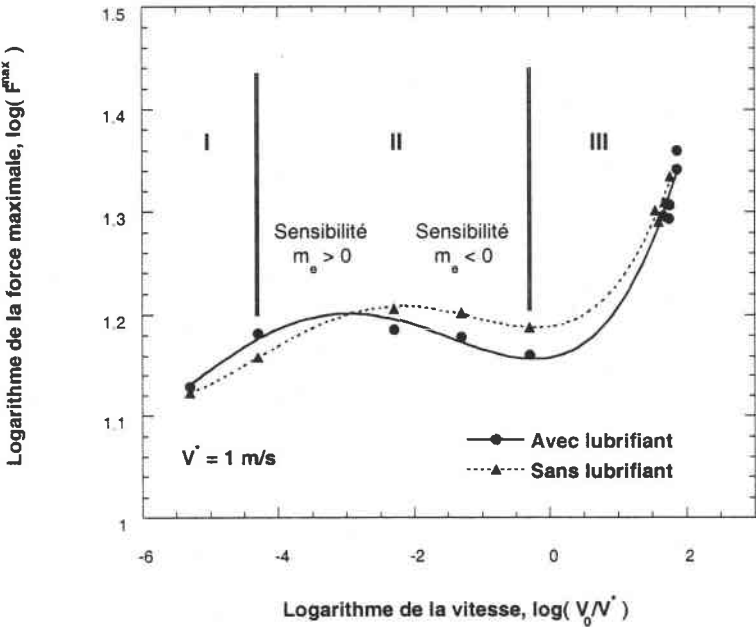


Fig. 4-43 : Sensibilité à la vitesse d'emboutissage et de perforation pour un contact sec et lubrifié, acier ES

On observe ainsi que le processus d'emboutissage reste peu sensible à la vitesse de sollicitation V_0 , notamment dans le domaine I et II de la figure 4-43 (faible augmentation et diminution de la force).

Par contre, pour des vitesses $V_0 \geq 30 \text{ m/s}$, la force maximale augmente fortement avec des maxima de l'ordre de 23 kN. La sensibilité à la vitesse d'emboutissage m_e est définie par la relation suivante

$$m_e = \left. \frac{\partial \log F^{\max}}{\partial \log V_0} \right|_{\mu} \tag{4-6}$$

A l'aide des points expérimentaux, la sensibilité dans les trois domaines d'étude sont :

Domaine	Sensibilité logarithmique à la vitesse
I	$0.036 \leq m_I \leq 0.053$
II	$0.001 \leq m_{II} \leq 0.023$ $-0.012 \leq m_{II} \leq -0.008$
III	$0.063 \leq m_{III} \leq 0.077$

Tab. 4-1 : Sensibilité à la vitesse d'emboutissage pour les trois domaines d'étude

Pour expliquer l'apparition d'une sensibilité négative à la vitesse de sollicitation, nous pouvons formuler l'hypothèse suivante : lors de l'emboutissage, une certaine fraction volumique de l'éprouvette est chauffée. Lorsque la vitesse de sollicitation croît, ce volume tend à augmenter. Si celui-ci est suffisant, un effet d'adoucissement thermique est observé au niveau de la force induisant l'apparition d'une sensibilité négative à la vitesse d'emboutissage. Par la suite, lorsque la vitesse est supérieure à 0.5 m/s, l'effet de la vitesse devient prédominant en comparaison de l'effet d'adoucissement thermique est induit une sensibilité positive. L'influence de la vitesse de sollicitation sur le temps à localisation ($\partial F/\partial t = 0$) est visualisé, Fig. 4-44. On constate une rupture par striction plus précoce lorsque les vitesses de sollicitation sont plus rapides. Il est à noter que l'effet du frottement est faible, puisque pour une vitesse donnée, la rupture par striction se produit pour le même temps, quelque soit l'état du contact (lubrifié ou non). Puisque le frottement a peu d'influence sur le niveau des efforts et sur le temps à rupture, l'énergie absorbée doit être alors identique pour les deux types de contact.

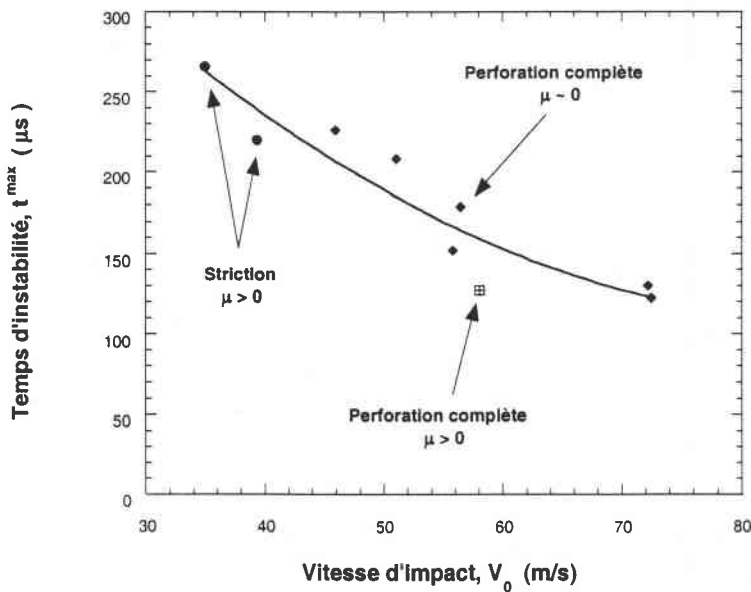


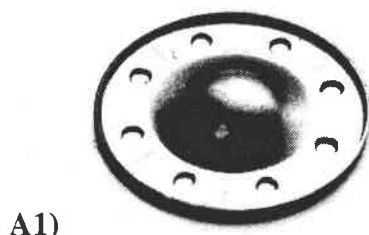
Fig. 4-44 : Définition du temps de rupture en fonction de la vitesse d'impact du projectile, acier ES

Durant ces essais, nous avons observé que le mode de rupture diffère en fonction de l'état du contact, Fig. 4-45. Cette constatation est valable dans les deux domaines de vitesse (quasi-statique et dynamique). En chargement dynamique et pour un état non lubrifié nous avons un mode de rupture circonférentiel, Fig. 4-45-A2. Pour un état lubrifié la rupture est de type radiale, Fig. 4-45-B3.

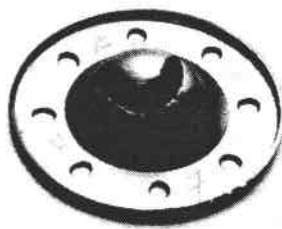
IV - DEFINTION EXPERIMENTALE DE LA LIMITE BALISTIQUE

Ces essais nous ont également permis de définir la limite balistique V_{bal} de notre tôle d'acier ES comme le montre la séquence suivante, Fig. 4-45. On observe l'apparition d'une rupture partielle pour une vitesse de 34.95 m/s, Fig. 4-45-A2. Celle-ci ne cesse de s'accroître avec la vitesse d'impact. Lorsque la vitesse atteint 58.04 m/s, la perforation est complète, Fig. 4-45-A4. La limite balistique correspondant à une rupture complète de l'éprouvette se situe entre $40 \leq V_{bal} \leq 50$ m/s. L'ordre de grandeur est indépendant de l'état du contact comme le montre la figure 4-45-B3 définissant une rupture complète de l'échantillon pour un état lubrifié et une vitesse d'impact de $V_0 = 51.02$ m/s.

Avec frottement



A1)

 $V_0 = 19.37$ m/s

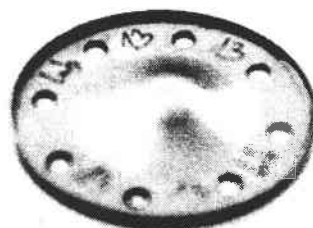
A2)

 $V_0 = 34.95$ m/s

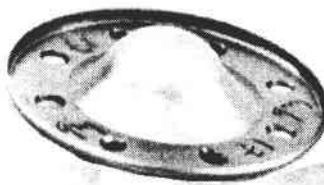
A3)

 $V_0 = 39.33$ m/s

Sans frottement



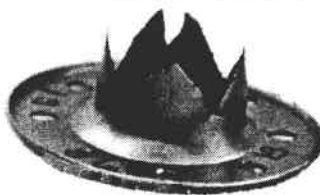
B1)

 $V_0 = 15$ m/s

B2)

 $V_0 = 31.36$ m/s

Vitesse de perforation totale



B3)

 $V_0 = 51.02$ m/s

Vitesse de perforation totale

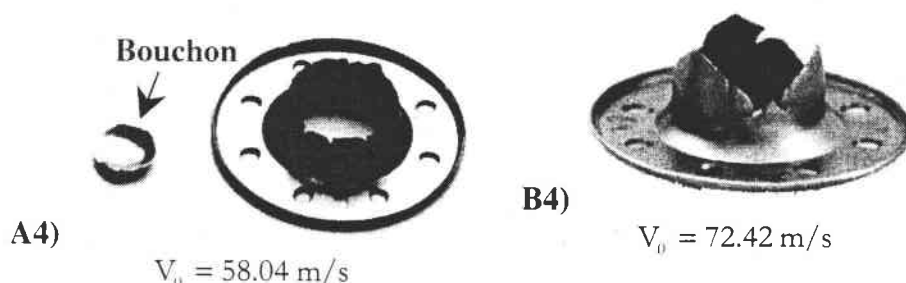


Fig. 4-45 : Recherche de la limite balistique en mode non lubrifié (Ai) et lubrifié (Bi) . Analyse des modes de rupture en dynamique, acier ES

Lorsque la vitesse balistique est atteinte, Fig. 4-45-A4 et B3, on remarque que pour l'état non lubrifié, un bouchon d'éjection (diamètre 13 mm) apparaît. Lorsque celui ci se détache de l'éprouvette, nous avons un processus de perforation par élargissement d'un trou avec apparition de petites fissures radiales. Dans le second cas, dès le début du processus, nous avons une création de fissures radiales avec ouverture et propagation. De ces essais, les trois domaines que l'on rencontre en perforation ont pu être définis, à savoir :

- Rebond du projectile
- Rupture partielle de l'échantillon (striction)
- Rupture complète (perforation)

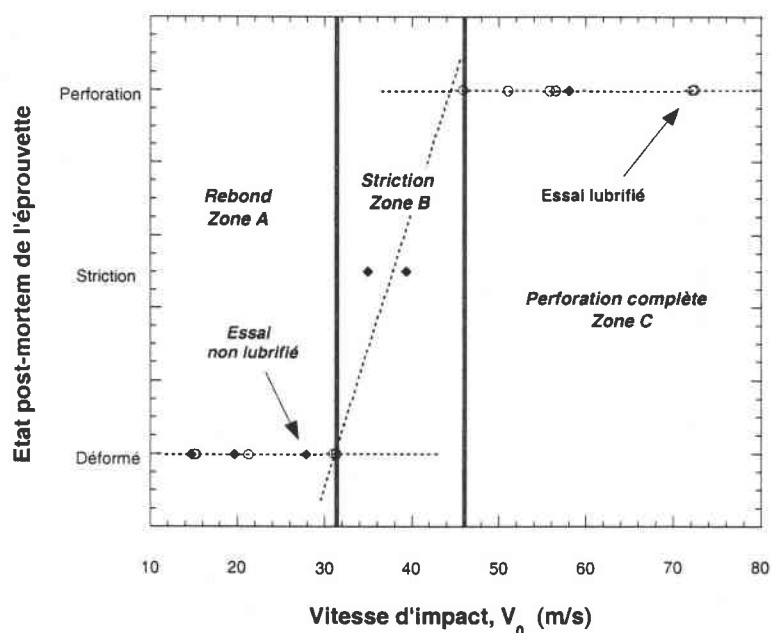


Fig. 4-46 : Définition des domaines de sollicitation en perforation, acier ES

Lorsque le frottement est nul à l'interface , le domaine de transition (Zone B) disparaît. La rupture ne passe pas par une zone intermédiaire et apparaît comme complète, Fig. 4-46. Dans le cas contraire, une zone transitoire à rupture partielle existe (Zone B).

V- DEFINITION DE DEFLEXION DE LA TOLE

V-1 Formulation analytique

Une donnée très intéressante est de connaître la déflexion de la tôle et plus particulièrement de déplacement de celle-ci, correspondant à l'apparition de l'instabilité ($\partial F/\partial \delta = 0$). Dans le but de définir le déplacement de la partie emboutie, une approximation de la vitesse au cours du temps de forme parabolique a été proposée :

$$V(t) = V_0 - \beta t^\alpha \tag{4-7}$$

où β et α sont des constantes à déterminer. Cette expression est valable pour les tests où la rupture n'est pas apparue, $V_0 < 30 \text{ m/s}$. Le paramètre est obtenu par mesure du déplacement final de l'échantillon après essai :

$$U(t) = \int_0^{t_{\max}} V(\xi) d\xi = V_0 t - \frac{\beta}{\alpha + 1} t^{\alpha + 1} \tag{4-8}$$

Pour chaque essai, l'expérience nous permet de connaître $t_{\max}$ correspondant à une vitesse nulle du projectile. Ainsi, le coefficient β est relié à α par $\beta = V_0 / t_{\max}^\alpha$. Il convient de déterminer le coefficient α . Le paramètre est obtenu par mesure du déplacement final de l'échantillon après essai. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux (contact non lubrifié et lubrifié) pour différentes vitesses du projectile conduit à une valeur optimale du coefficient $\alpha = 1.1$.

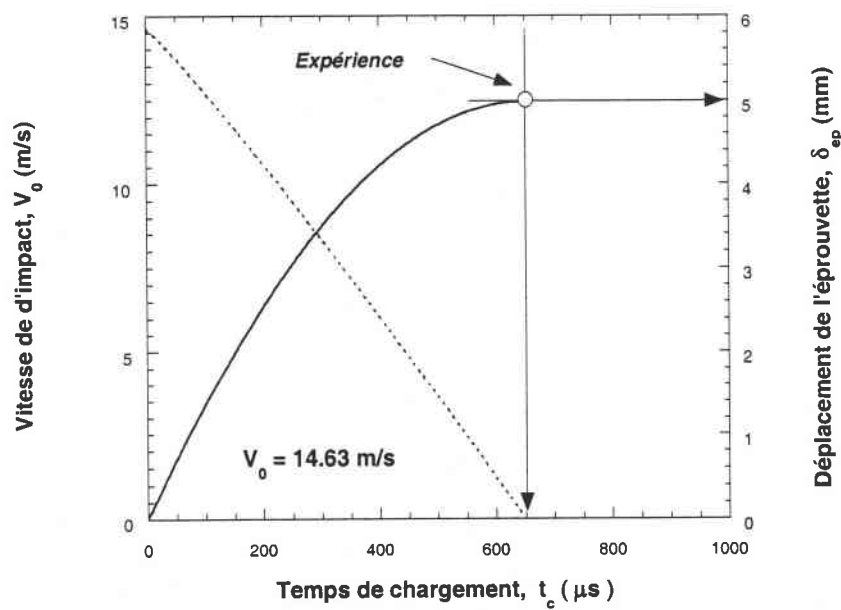


Fig. 4-47 : Comparaison entre le déplacement calculé par Eq. 4-8 et du déplacement obtenu expérimentalement, acier ES

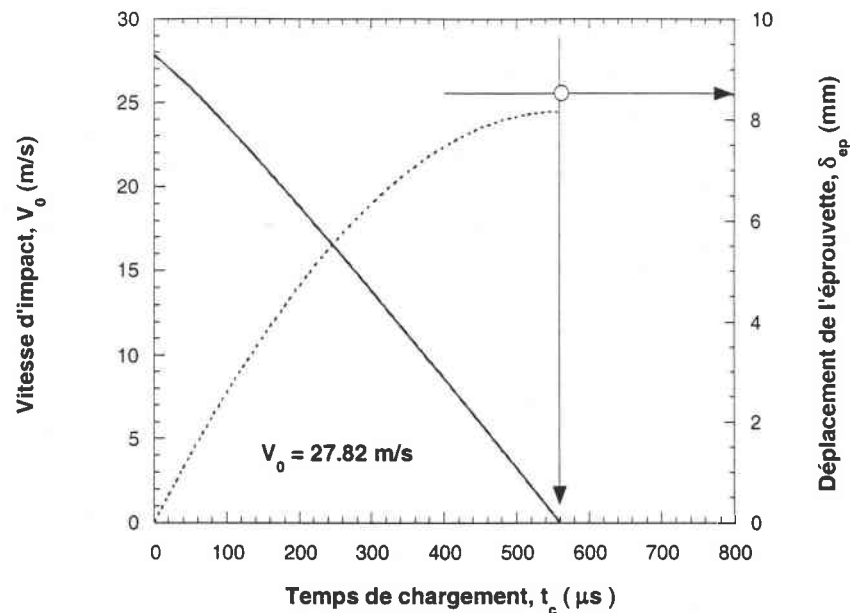


Fig. 4-48 : Comparaison entre le déplacement calculé par Eq. 4-8 et du déplacement obtenu expérimentalement, acier ES

Grâce à cette approximation, il est possible de définir les courbes force-déplacement en chargement dynamique pour des vitesses variant de $14.63 \leq V_0 \leq 27.25$ m/s. Les résultats obtenus sont les suivants :

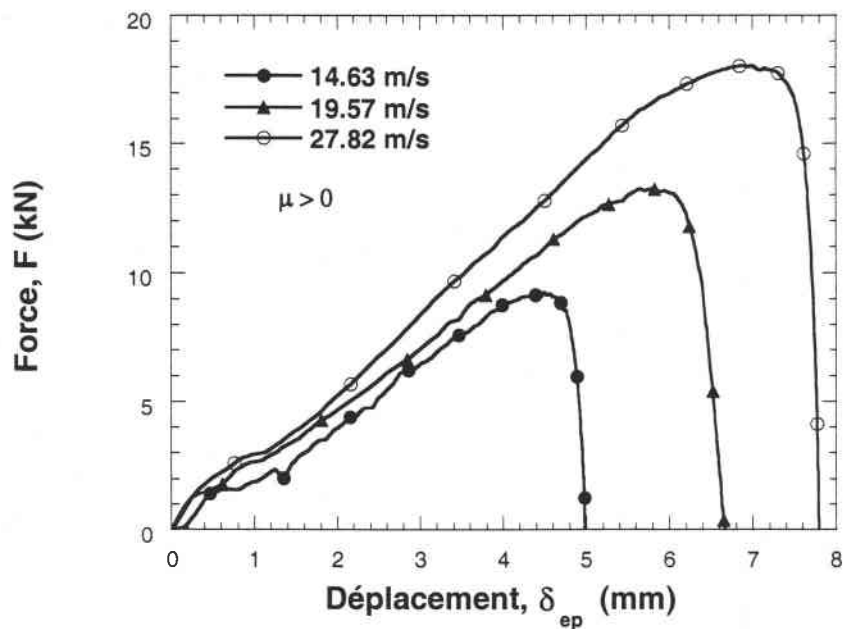


Fig. 4-49 : Comparaison des courbes $F(\delta)$ pour diverses vitesses d'impact (non perforation de la tôle), acier ES

Cette approximation du déplacement ne peut être utilisée essentiellement dans le cas où la tôle n'est pas perforée. En effet, dans le cas où il y a perforation, il est difficile de définir la constante β .

Dans le cas lubrifiée les comparaisons entre les résultats expérimentaux et analytiques sont les suivantes :

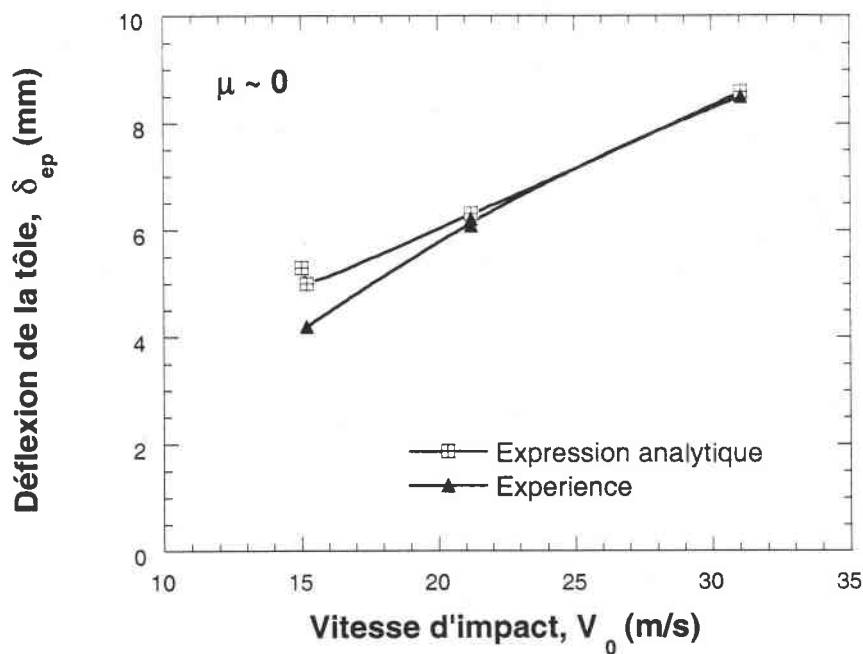


Fig. 4-50 : Comparaison entre les résultats analytiques du déplacement et ceux obtenus expérimentalement pour un contact lubrifié, acier ES

Les résultats en force-déplacement obtenus pour ces trois vitesses de sollicitation pour un état de contact lubrifié sont les suivants :

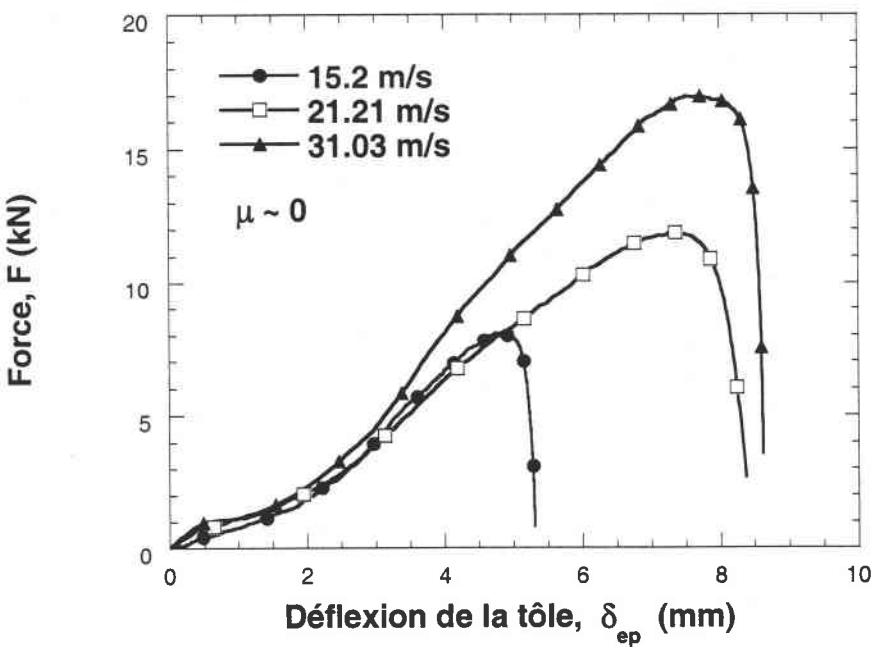


Fig. 5-51 : Comparaison des courbes $F(\delta)$ pour diverses vitesses d'impact (non perforation de la tôle), acier ES

Cette approximation nous permet d'accéder à la courbe force-déplacement lorsque la rupture n'a pas lieu. Cependant, il nous est apparu important de pouvoir mesurer la déflexion avec le temps.

V-2 Définition du déplacement par mesure directe

Le dispositif électronique, Fig. 4-19, a pour but de définir la déflexion de la tôle au cours du temps. Pour cela, une analyse minutieuse des oscillogrammes est nécessaire pour déterminer le moment où le contact poinçon-éprouvette a lieu. Connaissant la distance qui sépare le bout du canon et le tube de Hopkinson, Fig. 4-52 ainsi que la vitesse moyenne $\bar{V}_0$ avant impact, il est possible de définir ce temps caractéristique ($t_c = 25/\bar{V}_0$).

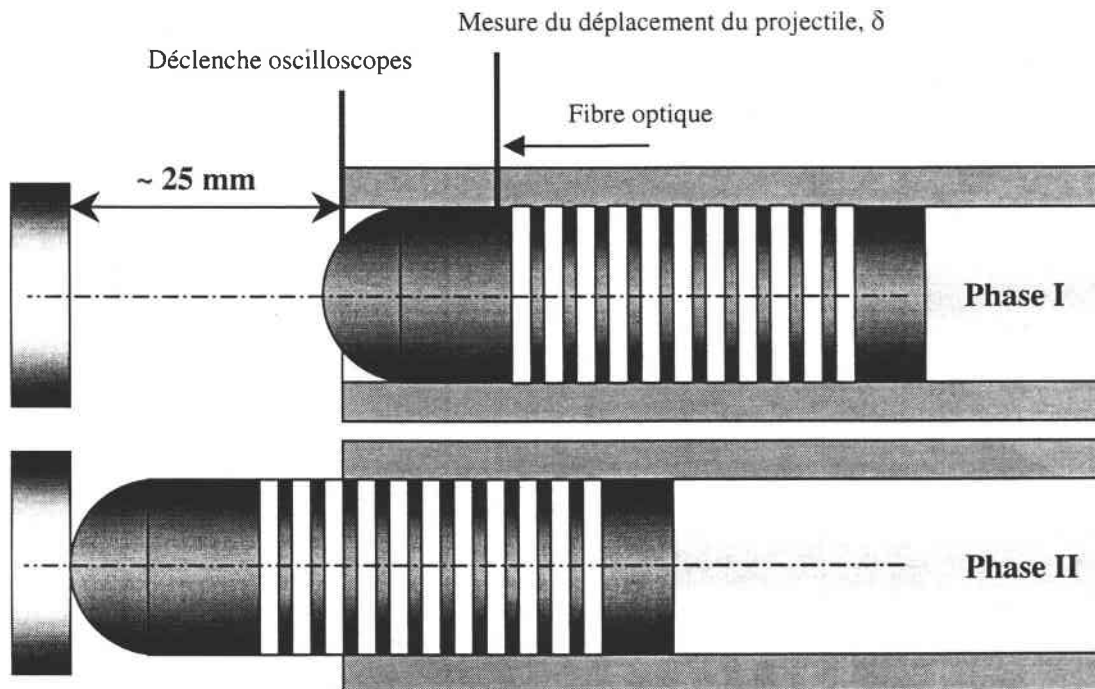


Fig. 4-52 : Schématisation du dispositif utilisé pour la mesure du déplacement

En combinant la courbe $F(t)$ déduite des jauges placées sur le tube d'Hopkinson et le signal de position du projectile δ , il est possible de définir expérimentalement la courbe force-déplacement. Dans un premier temps, nous présentons les oscillogrammes définissant la position du projectile en fonction du temps. Sur le diagramme suivant Fig. 4-53 obtenu à partir de la lecture du code barre, nous observons les trois séquences successives qui sont :

- Déclenchement de l'oscilloscope (I)
- Contact poinçon-éprouvette (II)
- Chargement
- Fin de chargement (III)

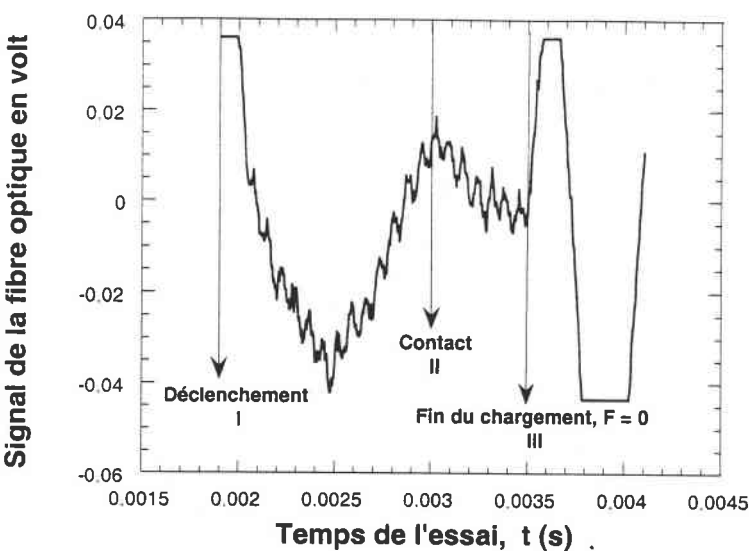


Fig. 4-53 : Type de mesure expérimentale obtenu à partir du dispositif de mesure directe

Les diodes sont sensibles à l'alternance bandes noires et blanches. Ainsi, le temps entre deux pics, correspondants au passage d'une bande noire et blanche nous permet de connaître la déflexion de la tôle et la vitesse du projectile à chaque instant.

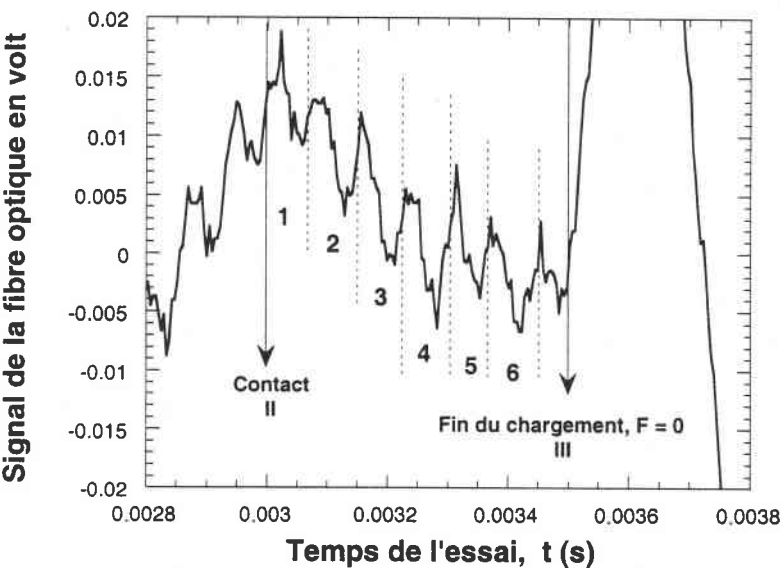


Fig. 4-54 : Zoom de la partie utile du signal pour l'analyse du déplacement

La comparaison entre mesure directe et estimation analytique est présentée sur la figure 4-55. On observe une erreur de l'ordre de 17% sur le déplacement.

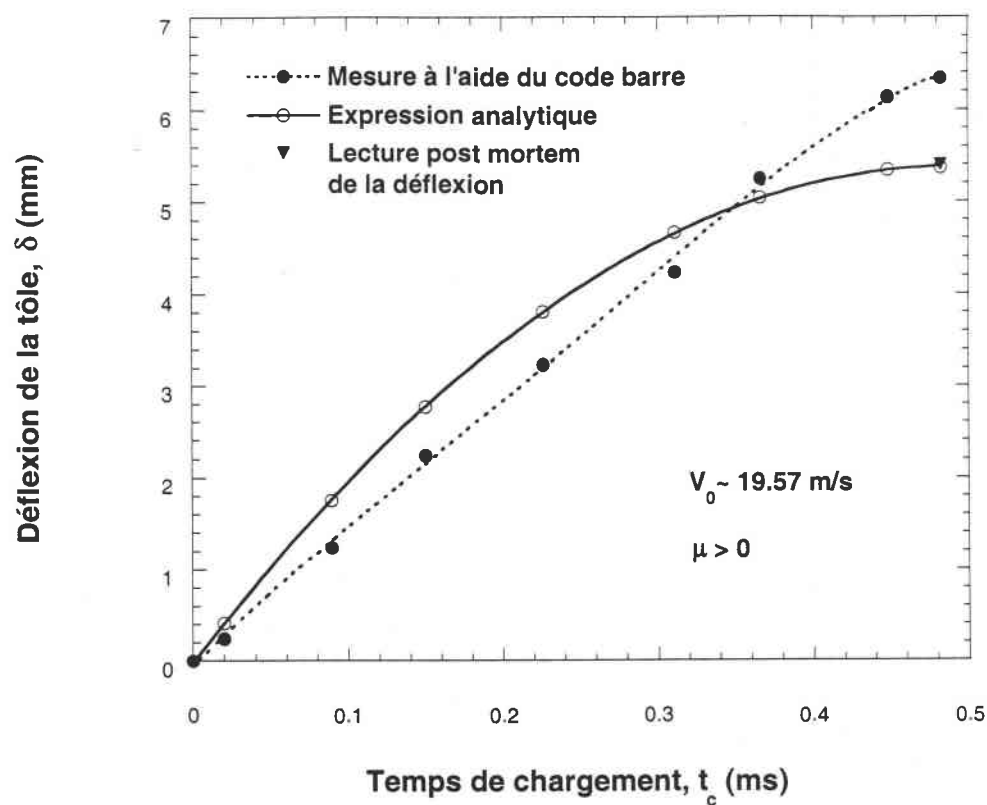


Fig. 4-55 : Résultats obtenus à partir de l'analyse précédente et celui de l'analyse analytique, acier ES

Actuellement, la prédiction du déplacement à partir de ce dispositif électronique ne permet de le définir correctement (on observe une petite erreur en fin de chargement). Une analyse similaire effectuée sur d'autres vitesses n'a pas permis d'aboutir à de meilleurs résultats en comparaison des valeurs obtenues à partir de l'équation 4-8. Sur la figure 4-55, on constate que le calcul du déplacement à partir de l'expression analytique permet d'obtenir une meilleure approximation. Pour ces raisons, la mesure du déplacement par mesure directe a été abandonnée pour l'instant. Des modifications de ce dispositif sont en cours. Une variante à ce dispositif a été utilisé en 1994 au LPMM [122]. Au cours des essais, la mesures du déplacement se faisait par le biais d'une photodiode collé sur l'objectif d'un microscope. Les auteurs ont abouti à de bons résultats.

VI - CONCLUSIONS

L'ensemble des résultats expérimentaux nous a permis d'analyser la sensibilité à la vitesse de sollicitation de l'acier ES en chargement biaxial. Ainsi, la sensibilité obtenue dans le domaine des grandes vitesses d'impact $20 \leq V_0 \leq 80 \text{ m/s}$ est de l'ordre de $0.06 \leq m_e \leq 0.07$. Cette valeur est supérieure aux valeurs trouvées couramment dans la littérature, à titre d'exemple, la valeur trouvée pour l'acier XC38 est de $0.017 \leq m_e \leq 0.021$ [122]. L'acier ES présente ainsi une forte sensibilité à la vitesse en chargement biaxial dans le domaine des grandes vitesses. Nous avons également étudié l'influence du frottement au cours de ce type de chargement. Ainsi cette influence reste non négligeable en chargement quasi-statique, l'allure des courbes est fortement modifiée en fin de chargement où la rupture est brutale dans le cas non lubrifié ($\mu > 0$). En chargement dynamique

cette différence s'atténue fortement. Ceci résulte d'une forte augmentation de la température, induisant une prédominance des effets thermiques (fort adoucissant du matériau).

La technique expérimentale semble être très prometteuse pour caractériser le comportement des tôles en chargement dynamique, elle permet de définir l'intensité des forces et la limite balistique des matériaux. Cette dernière se situe dans notre cas entre $40 \leq V_0 \leq 50$ m/s . Par contre, le dispositif de mesures électroniques reste au niveau du développement et demande quelques améliorations pour définir précisément la déflexion de la tôle. Quelques mesures ont pu être faites mais l'analyse n'a pas permis d'obtenir des résultats satisfaisants. L'approche analytique proposée pour le calcul du déplacement est actuellement plus adaptée pour définir l'intensité de la déflexion pour les essais non perforés.

CHAPITRE V

ETUDE NUMERIQUE DE LA PERFORATION

ABAQUS



I - INTRODUCTION

L'étude expérimentale du comportement dynamique de l'acier ES en perforation a été couplée à une étude numérique par le biais d'un code d'éléments finis ABAQUS Explicit [109]. De cette étude numérique, plusieurs explications ont été apportées sur le processus de perforation, notamment au niveau du comportement, de la vitesse de déformation et de la température locale. La limite balistique de notre matériau a également été définie et comparée à la valeur trouvée expérimentalement. La propagation des ondes élastiques et plastiques en perforation a été particulièrement étudiée de manière à définir une vitesse d'impact critique en perforation.

II - DEFINITION DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT PAR UNE ANALYSE SEMI-ANALYTIQUE

Avant de simuler l'opération d'emboutissage et de perforation, l'intensité du coefficient de frottement a été définie par le biais des résultats expérimentaux présentés précédemment. Dans cette partie, nous allons analyser l'influence du coefficient de frottement μ sur les modes de rupture et définir quantitativement sa valeur par l'application d'une méthode numérique inverse. Le frottement induit, au cours des essais non lubrifiés, une composante tangentielle τ à l'interface de contact poinçon-éprouvette.

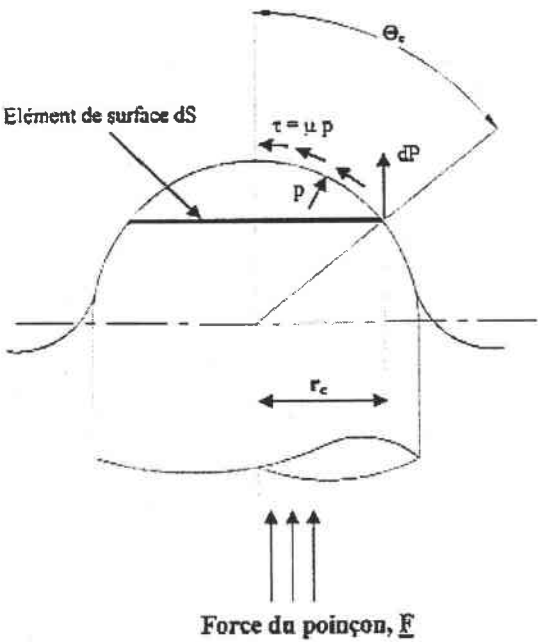


Fig. 5-1 : Représentation schématique de l'emboutissage hémisphérique et de la composante normale et tangentielle

La loi régissant l'évolution de la composante τ est donnée par la loi de Coulomb (6-1), [123].

$$\tau = \mu p$$

(5-1)

La composante τ est linéairement croissante avec la pression p lors d'un contact sec ($\mu \neq 0$) et est nulle pour une interface lubrifiée ($\mu \sim 0$). La distribution des déformations radiale et longitudinale est également fortement influencée par l'intensité du coefficient de frottement Fig. 5-2 . De manière générale, l'intensité du frottement est liée aux aspérités présentes à la surface de la tôle [124] et plus particulièrement à leur capacité à bloquer le fluide utilisé pour la lubrification [125]. Le coefficient de frottement influe ainsi sur le lieu d'apparition de la localisation de la déformation plastique. Plus il augmente et plus le point de striction est décalé par rapport au pôle de l'emboutit Fig. 5-2.

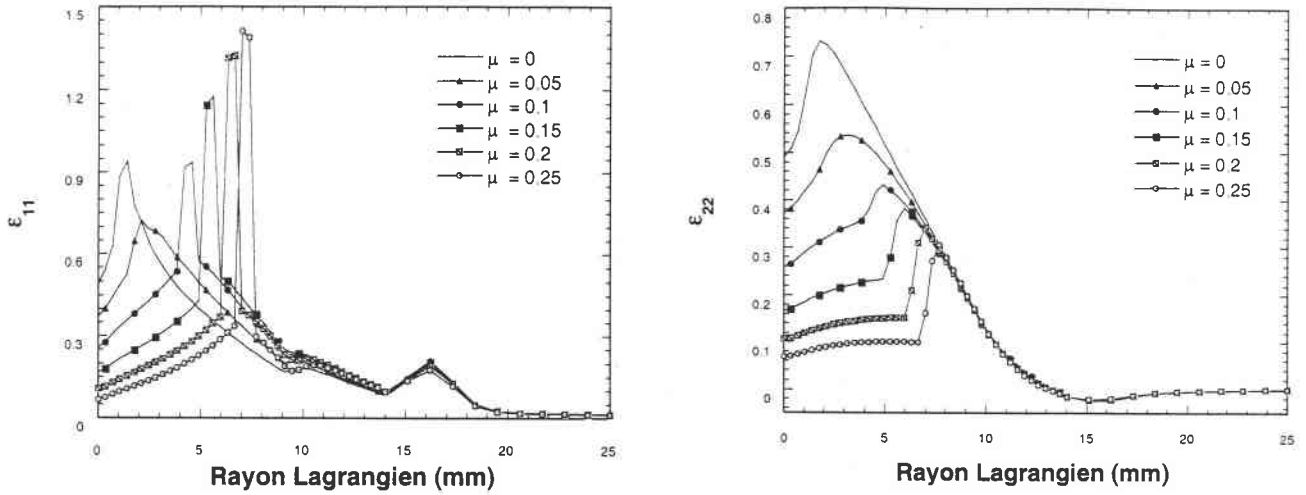


Fig. 5-2 . Distribution des déformations ϵ_{ij} en fonction de μ

Constatant une forte influence de ce coefficient de frottement sur les courbes Force-Déplacement et sur les modes de rupture, nous avons cherché à quantifier la valeur de ce coefficient. Pour cela, nous définissons le rayon de contact en fonction du déplacement du poinçon Fig. 6-4. Ce rayon de contact correspondant à la limite de contact entre la tôle et le poinçon, s'obtient par la relation suivante :

$$r_c = \min \{ r / \psi_t(r) > \psi_p(r) \} \quad (5-2)$$

Ψ_p est défini par l'expression analytique de la forme du poinçon $\Psi_p = \delta_p + \sqrt{R^2 - r^2}$, δ_p est le déplacement du poinçon et R son rayon.

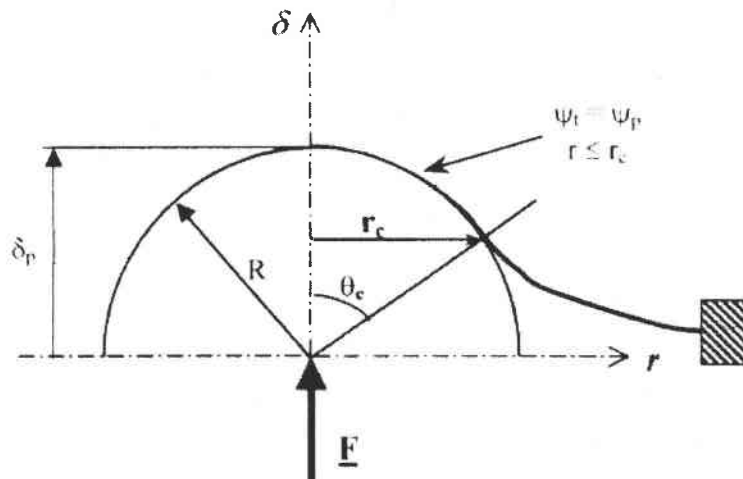


Fig. 5-3. Définition du rayon et de l'angle de contact

L'angle de contact θ_c est déterminé à partir de la relation suivante

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{r_c}{R} \right) \quad (5-3)$$

Les résultats obtenus pour le rayon de contact r_c et l'angle de contact θ_c sont représentés sur les Fig. 5-4.

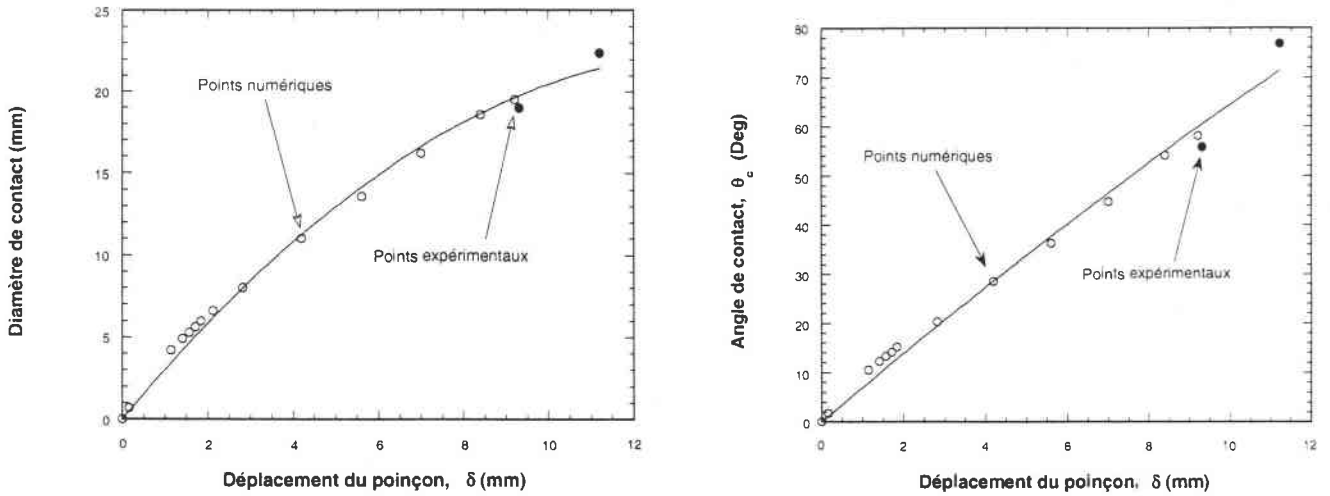


Fig. 5-4. Evolution du rayon et de l'angle de contact avec le déplacement du poinçon en chargement quasi-statique

Afin d'obtenir la relation reliant la force imposée $\underline{F}$ à la composante normale p et tangentielle $\tau=\mu p$, l'équilibre local d'un élément de surface dS , Fig. 5-1, de la partie emboutie de la tôle

$$dF = (p \cos \theta + \mu p \sin \theta) dS \quad (5-4-a)$$

$$dS = 2\pi R^2 \sin \theta d\theta \quad (5-4-b)$$

L'intégration de l'équation précédente donne la relation finale

$$F = \pi R^2 p [\sin^2 \theta_c + \mu(\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c)] \quad (5-5)$$

$$F = \pi R^2 p [f(\theta_c) + g(\theta_c)]$$

$f(\theta_c)$ et $g(\theta_c)$ correspondent respectivement à la contribution de l'effort normal et tangentiel. Dans cette approche simplifiée, il a été considéré que p et μ sont uniformes à l'interface. Le rapport entre les forces obtenues pour les deux conditions de contact, F_μ/F_0 , permet d'éliminer la dépendance en pression. Ainsi :

$$\xi = \frac{F_\mu}{F_0} = \frac{\sin^2 \theta_c + \mu(\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c)}{\sin^2 \theta_c} \quad (5-6)$$

Connaissant le rapport expérimental ξ^{exp} et sa dépendance en déplacement δ , il est possible de définir une plage de validité pour le coefficient de frottement μ et plus particulièrement la borne supérieure correspondant à la fin du chargement. Cette borne est définie sur la Fig. 5-5 par le point correspondant à la striction.

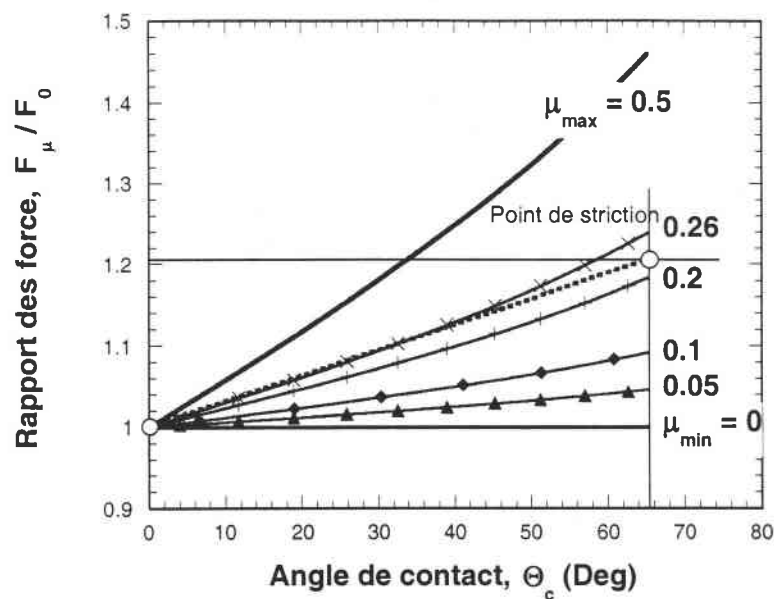


Fig. 5-5 : Rapport des forces pour un essai avec et sans lubrification en fonction de l'angle de contact, acier ES, combinaison des résultats expérimentaux et analytique Eq. 5-6

La valeur du coefficient de frottement déduite de cette analyse est comprise entre $0 < \mu < 0.26$ Fig. 5-5, valeur en accord avec de nombreux résultats publiés dans la littérature, par exemple [115-126]. La figure suivante représente la contribution de l'effort normal et tangentiel, Eq. 5-5, en fonction de l'angle de contact pour le domaine de définition précédent, $0 < \mu < 0.26$.

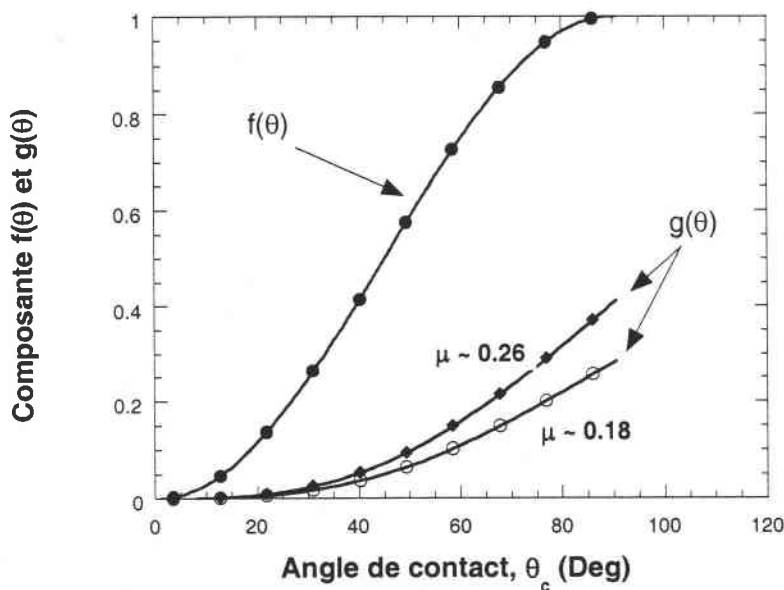


Fig. 5-7 : Contribution de l'effet normal et tangentiel (frottement) au cours du processus d'emboutissage

Sur cette courbe, la composante normale reste très importante en comparaison de la composante de frottement. Le frottement devient significatif lorsque $\theta_c > 20^\circ$. En dessous de cette valeur, il est négligeable $g(\theta) \rightarrow 0$, Eq. 5-5. Ainsi, le frottement peut être négligé dans le domaine des petits déplacements où l'angle de contact reste très faible. Les pressions à l'interface calculées à partir de

la relation 5-5 et des essais expérimentaux pour toutes les vitesses d'emboutissage varient entre $156.4 \leq p \leq 199.3$ MPa . On constate à partir de cette analyse que le coefficient de frottement croît avec le déplacement du poinçon. Cette observation analytique est en parfait accord avec les résultats obtenus expérimentalement Fig. 5-8. Sur celle-ci, on note que la croissance est quasiment linéaire.

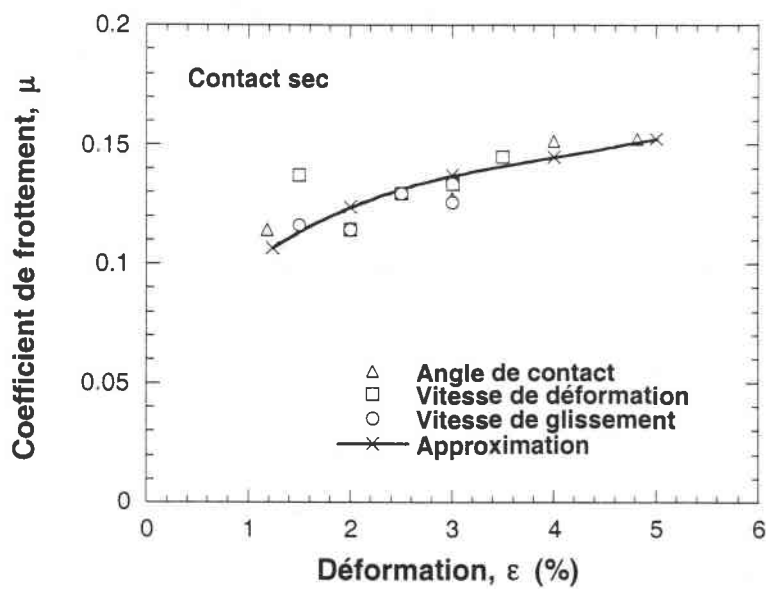


Fig. 5-8 : Evolution du coefficient de frottement avec la déformation de l'échantillon [126]

La prise en compte du frottement, permet d'introduire un effet thermique supplémentaire. En effet, on constate expérimentalement à l'interface poinçon-éprouvette, une forte augmentation de température due au processus de déformation et au frottement. La conséquence de cette élévation de température à l'interface (poinçon-éprouvette) est de modifier localement le comportement du matériau et parfois induire un changement de phase [127].

II-1 Validation du coefficient de frottement

Pour conforter les résultats précédents, nous avons simulé l'emboutissage quasi-statique de l'acier ES pour deux intensités du coefficient de frottement $\mu = 0$ et $\mu = 0.26$. Les simulations ont été réalisées sur le code d'éléments finis ABAQUS Standard en utilisant la loi de comportement définie précédemment couplé à un écrouissage isotrope de type von-Mises.

$$f(\sigma)=\frac{1}{2}S_{ij}S_{ij}-\frac{1}{3}\sigma(\dot{\epsilon},T)$$

(5-7)

Les résultats démontrent que la loi de comportement proposée ainsi que l'intensité du coefficient de frottement définie permettent de reproduire les modes de rupture observés expérimentalement en fin de chargement. En mode lubrifié, une valeur de $\mu = 0.1$ a permis de reproduire au mieux les résultats expérimentaux. Par la suite de l'analyse les intensités seront $\mu = 0.1$ et $\mu = 0.26$ respectivement pour un contact lubrifié et non lubrifié.

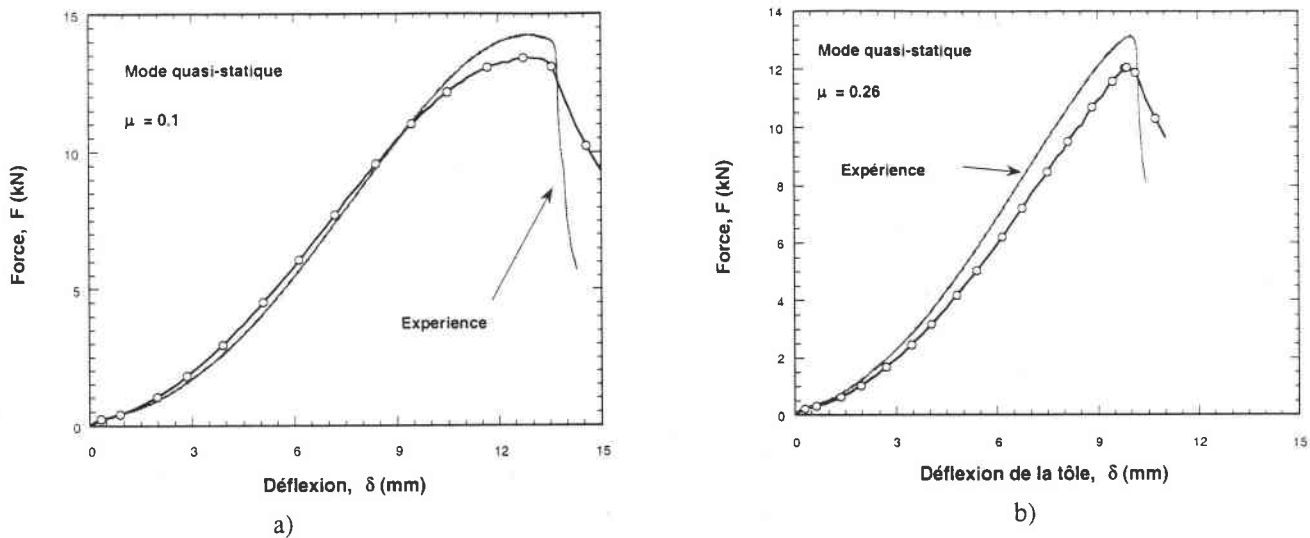


Fig. 5-9 : Comparaison entre simulation et résultats expérimentaux quasi-statique, acier ES
a) Essai non lubrifié $\mu = 0.26$, b) Essai lubrifié $\mu = 0.1$

Nous avons également simulé par le biais du code ABAQUS Explicit, un emboutissage plus rapide, $V_0 = 0.5$ m/s avec un coefficient de frottement $\mu = 0.26$. Les résultats numériques font également apparaître une bonne concordance avec les résultats expérimentaux.

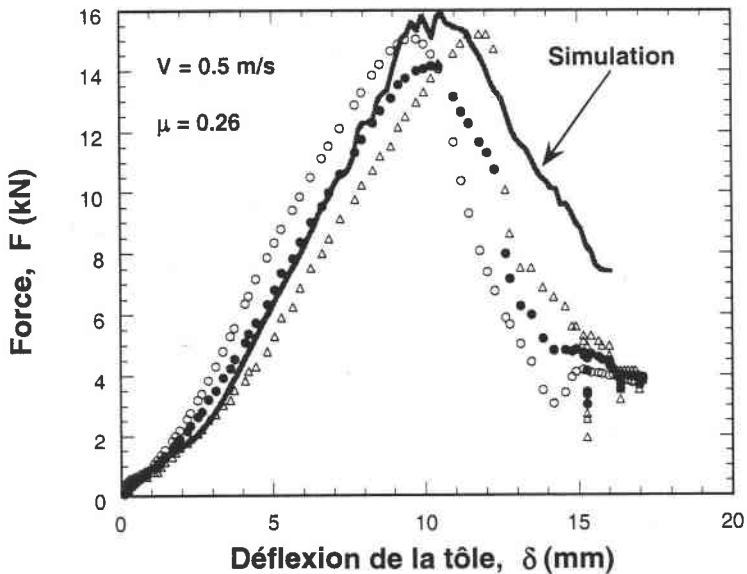


Fig. 5-10 : Comparaison entre simulation et résultats expérimentaux rapide, $V_0 = 0.5$ m/s , acier ES

Par la suite, nous allons étudier le dispositif expérimental défini pour la perforation et voir si celui-ci ne peut pas être source d'erreurs.

III - ETUDE NUMERIQUE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE PERFORATION

III-1 Modélisation numérique et maillage retenu

Cette partie est consacrée à l'étude numérique du dispositif expérimental développé au LPMM pour l'étude du comportement des tôles en perforation Fig. 5-11. Comme nous l'avons décrit précédemment, ce dispositif équipé d'un canon à air comprimé permet de lancer un projectile avec une vitesse maximale de 200 m/s et de perforer dans notre cas, des échantillons de diamètre 50 mm et d'épaisseur 0.8 mm. Cette analyse numérique, permet d'évaluer la vitesse d'impact maximale $V^{\max}$ à partir de laquelle la réponse force-déplacement obtenue à partir des jauges extensométriques collées sur le tube d'Hopkinson Fig. 5-11 n'est plus représentative du comportement du matériau obtenu à partir des essais de perforation. Le phénomène de propagation des ondes au cours de la perforation est très compliqué en comparaison des essais uniaxiaux tels que la traction, la compression ou le cisaillement. Il convient en effet de prendre en compte la complexité des trajets de propagation des ondes radiale et longitudinale. A noter que se superpose des effets de flexion compliquant ainsi l'analyse.

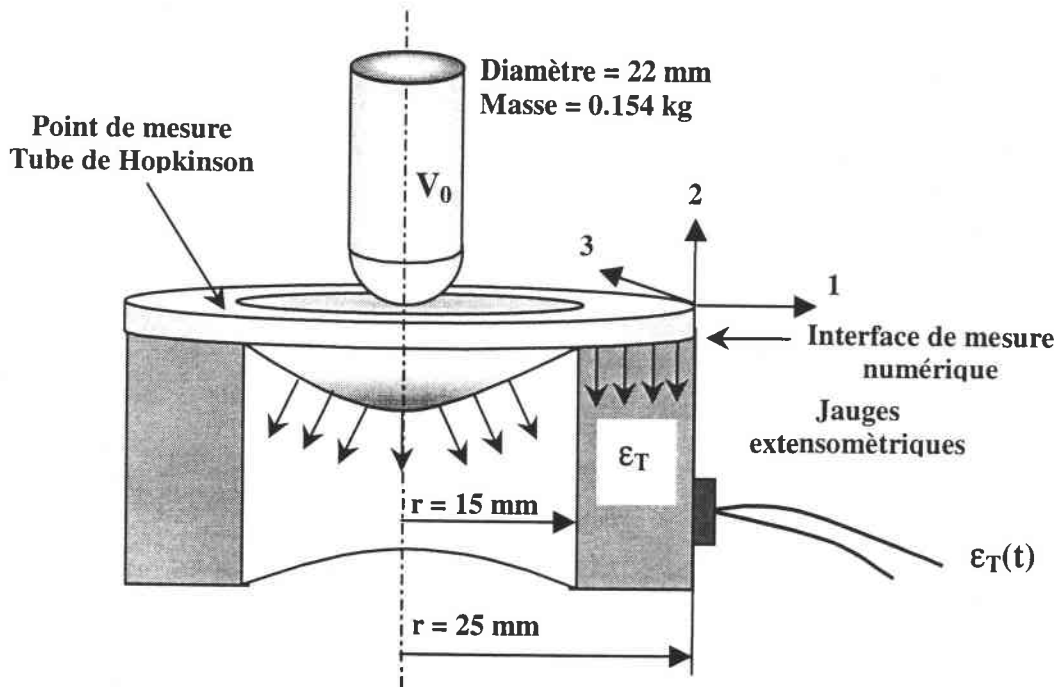


Fig. 5-11 : Définition du dispositif expérimental

Anticipant les résultats de l'analyse numérique, Fig. 5-12, illustre la complexité du chargement en montrant les intensités des composantes du tenseur des déformations pour un essai de perforation. On note que la composante de cisaillement, ϵ_{12} est très importante vis-à-vis des autres composantes du tenseur ϵ_{ij} . Cette composante sera l'une des causes du déclenchement de l'instabilité plastique au cours du chargement.

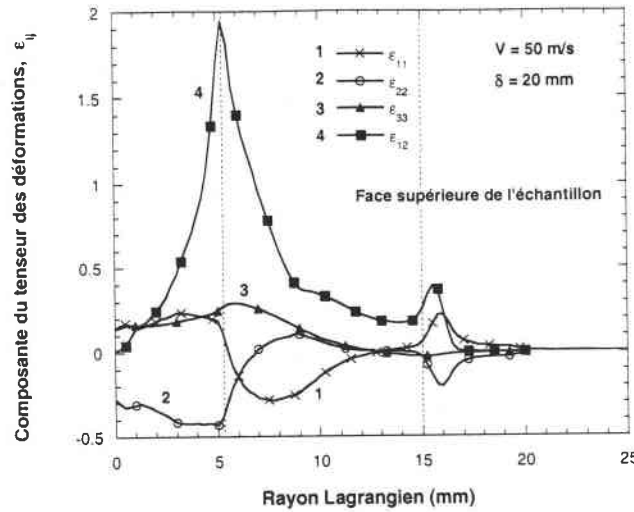


Fig. 5-12 : Distribution du tenseur des déformations avec le rayon de l'échantillon

On constate sur cette figure que la résolution d'un tel système est très complexe. En 1951, K.E Spells [128] a démontré qu'un tel chargement est régi par l'équation du mouvement suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial M_r}{\partial r} + M_r - M_\phi + r N_r \frac{\partial W}{\partial r} \right] = \rho h \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} \quad (5-8)$$

où W est la déflexion de l'échantillon, h l'épaisseur de la tôle, ρ la densité du matériau, N_r l'effort radial. M_r et M_ϕ sont respectivement les moments de flexion autour des axes e_r et e_ϕ . Un grand nombre de simplifications est nécessaire. Pour aboutir à une solution analytique du problème, elles sont généralement liées à l'absence des effets de flexion ($M_r, M_\phi = 0$) et au comportement du matériau qui est considéré comme parfaitement plastique, $\sigma = C^{ste}$. Ainsi, les effets de la vitesse de déformation et de la température sont négligés. L'équation finale à résoudre, après toutes ces simplifications devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial W}{\partial r} \right] = \frac{1}{C_w^2} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} \quad (5-9)$$

C_w est la célérité des ondes de flexion. Cette équation est généralement résolue grâce à la méthode des différences finies [129-130]. La solution recherchée permet essentiellement de définir le profil de déformation de la tôle après impact, pour différentes vitesses d'impact. Les méthodes permettant de prendre en compte l'effet de la vitesses de déformation et le frottement sont généralement basées sur la méthode des éléments finis où des méthodes itératives non linéaire [131]. Dans notre cas, nous avons étudié le phénomène de propagation des ondes en utilisant le code d'éléments finis, ABAQUS Explicit permettant la résolution de problèmes dynamiques en processus adiabatique. L'utilisation d'un code d'éléments finis permet de définir la réponse de structures complètes Fig. 5-11 et de prendre en compte l'ensemble des phénomènes présents en chargement dynamique comme la sensibilité à la vitesse d'impact V_0 (induisant des effets d'inertie) et la sensibilité à la température (induisant un adoucissement thermique du matériau). La combinaison des effets cités précédemment et l'utilisation des conditions aux limites réelles permettent d'approcher au mieux les

conditions expérimentales. Pour le maillage de la tôle, des éléments CAX4R ont été utilisés. Après avoir réalisé une étude de convergence, une densité d'éléments de 100×10 , Fig. 5-13 a été retenue.

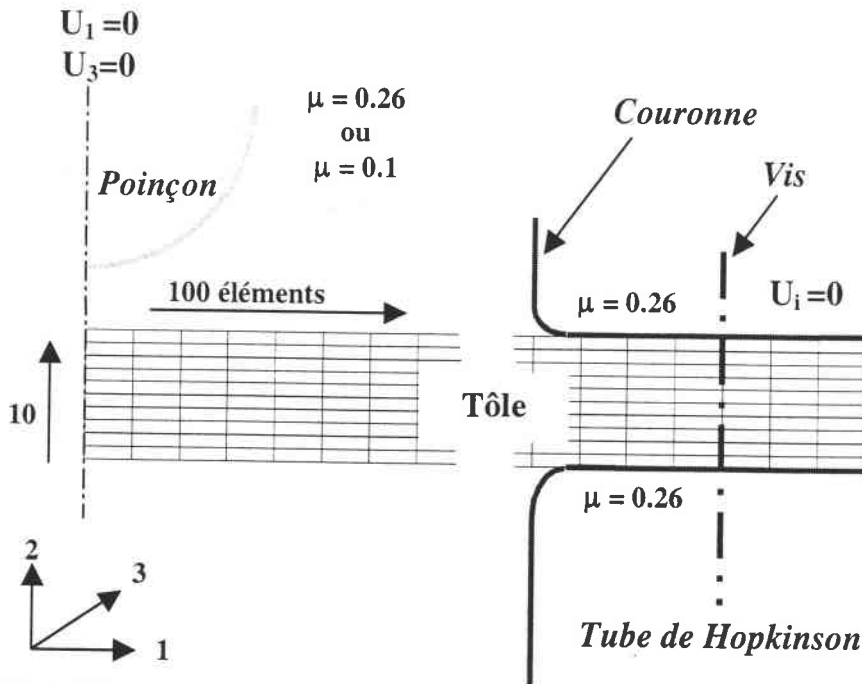


Fig. 5-13 : Maillage utilisé au cours des simulations, définition des conditions limites et rhéologique

Le bouchon, la couronne et le poinçon ont été maillés avec des éléments RAX2 et définis comme des surfaces rigides. De plus, le projectile est supposé pesant (masse de 154 g). Des conditions de frottement ont été imposées à l'interface poinçon-tôle, avec deux valeurs du coefficient de frottement : $\mu = 0.26$ ou $\mu = 0.1$. Le comportement de l'acier ES en 3D a été défini comme précédemment en couplant la loi de comportement, Eq. 2-41 à un écrouissage isotrope de von-Mises, Eq. 5-7. Pour l'analyse de la propagation des ondes, la simulation numérique fournit au niveau du tube de Hopkinson Fig. 5-14 les déformations radiales ϵ_{11} et les déformations dans l'épaisseur ϵ_{22} correspondant respectivement à des propagations radiale et longitudinale. Les résultats obtenus sont les suivants Fig. 5-14.

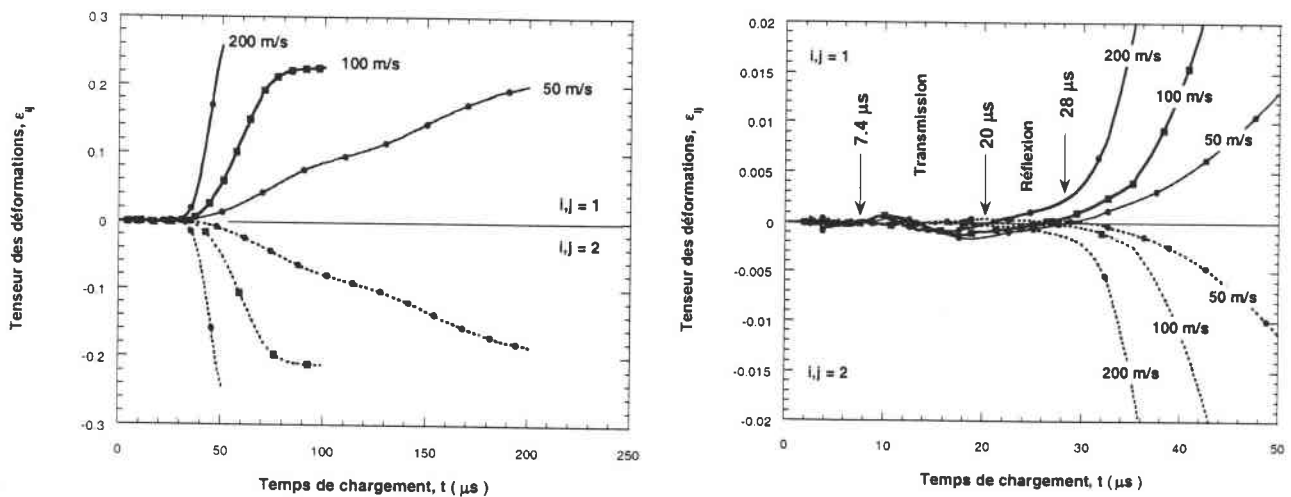


Fig. 5-14 : Propagation des ondes de déformation ϵ_{ij} en fonction de la vitesse d'impact, acier ES

Sur ces courbes, on observe un délai de propagation des ondes élastiques t_p au sein de l'échantillon. Pour des temps inférieurs à t_p , les déformations radiales sont nulles. Avec cette configuration expérimentale et un rayon d'éprouvette de 15 mm, le temps de propagation est $t_p = 7.4 \mu s$. Ceci conduit à une célérité des ondes de 2027 m/s. On peut également définir le temps de transition t_t correspondant au changement de régime transitoire. Ce temps de transition caractérisé par une perte d'oscillations des déformations résultant des transmissions et des réflexions d'ondes, Fig. 5-14, dans l'échantillon se situe entre $20 \leq t_t \leq 28 \mu s$ (pour les différentes vitesses d'impact considérées). Ensuite, lorsque l'éprouvette est totalement chargée plastiquement et que le front d'onde a atteint le support, un mode de chargement quasi-statique apparaît [132].

III-2 Effet de la position du point de mesure sur la force

Nous avons cherché à étudier l'influence du point de mesure en comparant les forces obtenues en deux points différents du dispositif Fig. 5-11, l'un est situé au niveau du poinçon et le second au niveau du support de l'éprouvette. Le signal mesuré au niveau du support est relatif au signal capté par les jauges extensométriques. La force au niveau du tube F_{tube} est obtenue par la relation suivante :

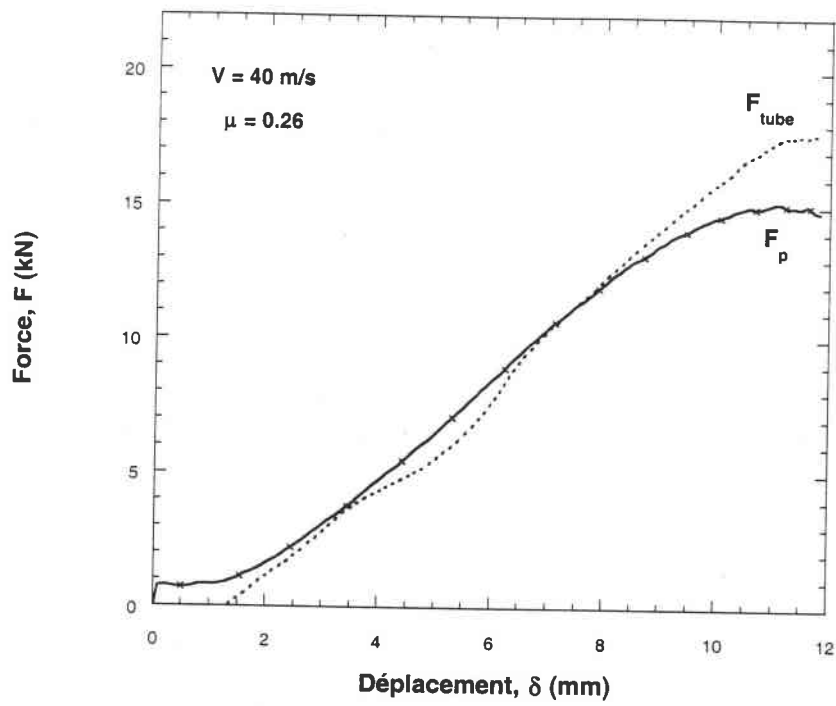
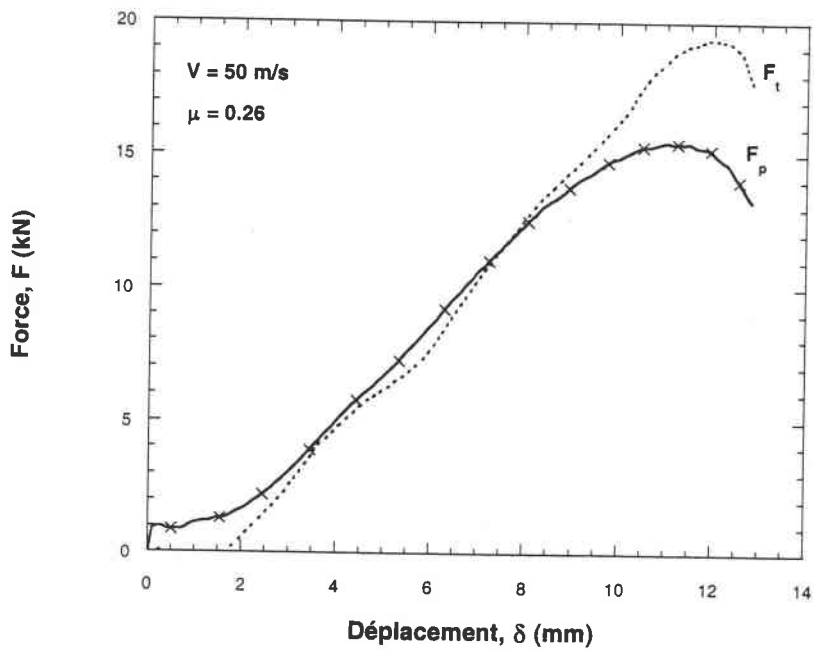
$$F_{tube} = \int_{\partial\Omega} \sigma_{22} dS \quad (5-10)$$

où $\partial\Omega$ est la surface de contact tube-éprouvette et σ_{22} est la composante de compression colinéaire avec la direction axiale du dispositif. Quant à la force du projectile F_p , elle est déduite du travail de déformation plastique de la tôle W_t par l'expression suivante :

$$F_p = \frac{dW_t}{d\delta} \quad (5-11)$$

où δ est le déplacement du projectile

Les comparaisons entre ces deux forces F_{tube} et F_p , pour différentes vitesses d'impact V_0 permettront d'étudier si l'onde créée lors de l'impact n'est pas perturbée au cours du processus de perforation et si les mesures faites au niveau de l'interface (support) sont représentatives des mesures expérimentales Fig. 5-19. Cette étude est faite en complément de l'analyse de traction dynamique où l'on a observé un blocage des déformations plastiques pour une certaine vitesse d'impact critique ($V_0 \approx 100$ m/s) induisant une forte perturbation des signaux et plus particulièrement de la force, Fig. 3-23-b (p. 99). Ainsi, nous avons observé une différence très importante, si la mesure est faite au niveau de la tête d'éprouvette chargée par impact où sur la tête opposée. Les résultats obtenus en perforation après simulations sont présentés sur les figures 5-15-a-b-c. Nous ne présentons sur ces figures que trois vitesses d'impact puisque les résultats obtenus pour les vitesses intermédiaires étaient qualitativement similaires. Par contre pour une vitesse d'impact de 100 m/s, de fortes perturbations ont été observées sur la force, Fig. 5-15-c.

a) $V_0 = 40 \text{ m/s}$ b) $V_0 = 50 \text{ m/s}$

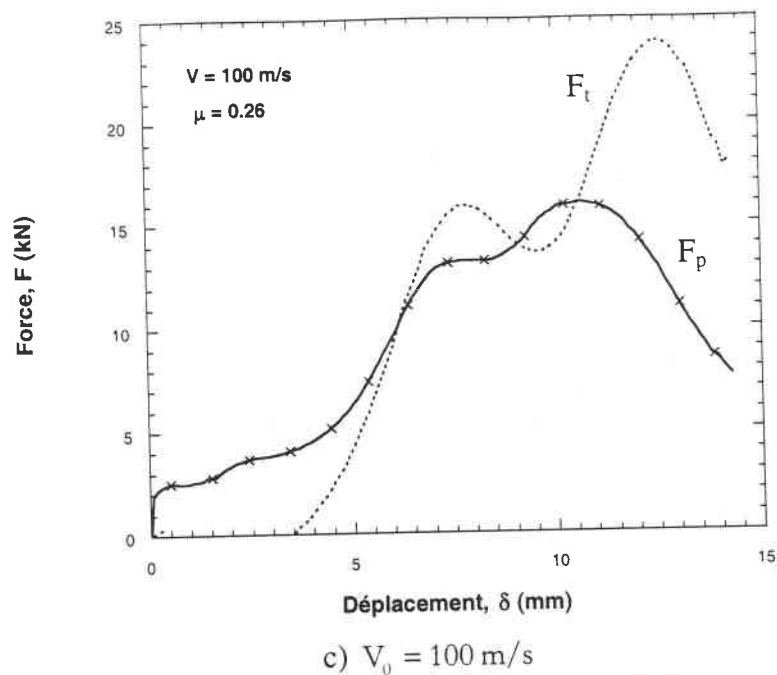


Fig. 5-15 : Courbes Force-déplacement relevées au niveau du projectile et des jauges pour trois vitesses d'impact, acier ES

Au niveau du projectile, la force croît rapidement pour attendre un plateau correspondant à la réponse inertielle du système. Le signal capté au niveau du support (bouchon) fait apparaître un temps de propagation. Ici, on constate que le poinçon s'est déjà enfoncé de 4 mm (pour $V_0 = 100 \text{ m/s}$) avant que le signal de force d'impact arrive au niveau du bouchon. De plus, comme le pic d'inertie n'existe pas à l'endroit où les jauges sont placées sur le tube, en fin de chargement, la force maximale mesurée au niveau du tube est supérieure à celle mesurée sur le projectile. Ce phénomène est lié à l'énergie de déformation plastique. En effet, l'énergie de déformation plastique calculée au niveau des deux points de mesure est identique tant que la vitesse V_0 n'excède pas 100 m/s Fig. 5-16. Or le taux d'énergie est important initialement au niveau du projectile et nul au niveau du tube. Ainsi, l'énergie de déformation due à l'inertie se retrouve en fin de chargement au niveau du tube Fig. 5-16. Par conséquent, en fin de tests, la force récupérée au niveau du support est supérieure à F_p .

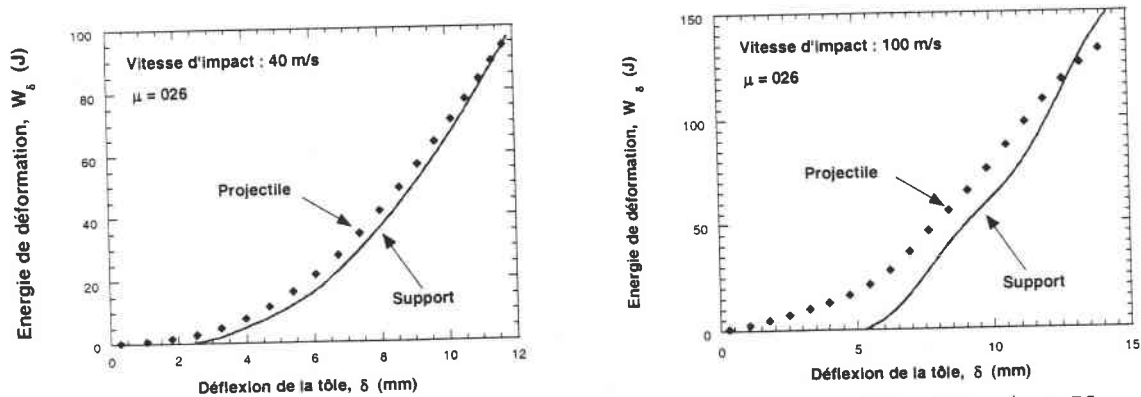


Fig. 5-16 : Energie de déformation plastique pour les deux points de mesure, $V_0 = 50 \text{ m/s}$ et $V_0 = 100 \text{ m/s}$, acier ES

Ces pics de force observés numériquement pour ce schéma de chargement ont été mesurés expérimentalement par Langseth et Larsen (1990) [132] sur un système expérimental différent du tube de Hopkinson. Ce dispositif est constitué d'un projectile instrumenté permettant de mesurer la force d'impact. Au cours de ces essais, la force est mesurée au niveau du projectile grâce à un système de jauges de résistance Fig. 5-17.

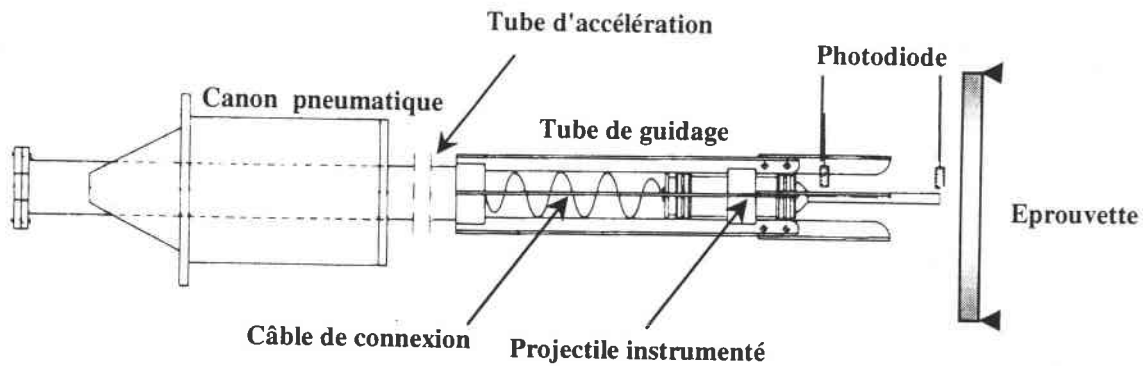


Fig. 5-17 : Configuration du système de mesure proposé par Langseth et Larsen 1990 [132]

La courbe expérimentale confirme les prédictions numériques Fig. 5-18. Un pic d'inertie est observé instantanément. La force se stabilise jusqu'à l'activation du support. Au delà, la force croît jusqu'à perforation.

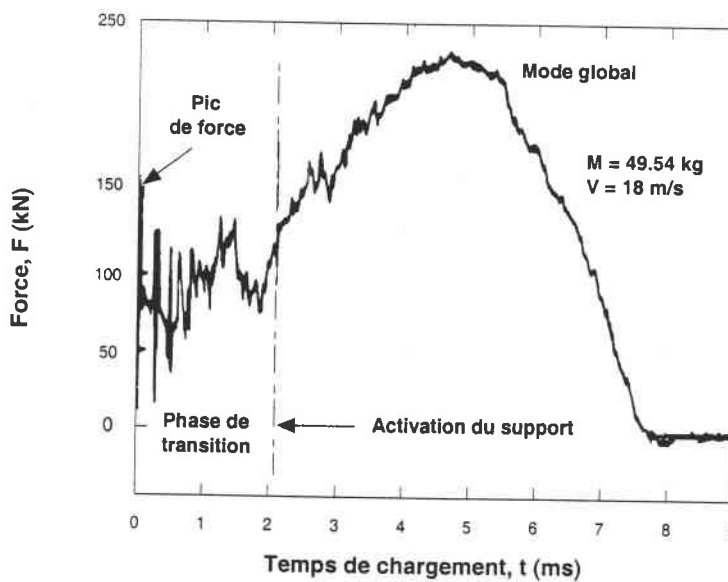


Fig. 5-18 : Courbe expérimentale force-temps obtenue avec la configuration de Langseth et Larsen [129]

Une comparaison de l'ensemble des résultats expérimentaux avec les résultats numériques obtenus par simulation à l'aide du logiciel ABAQUS est synthétisée sur la figure 5-19. Le niveau de la force maximale est représenté en fonction de la vitesse d'impact. Puisque expérimentalement, les efforts sont acquis par les jauges sur le tube de Hopkinson, les efforts numériques ont été pris à ce même endroit (support). Ainsi, la comparaison est fondée.

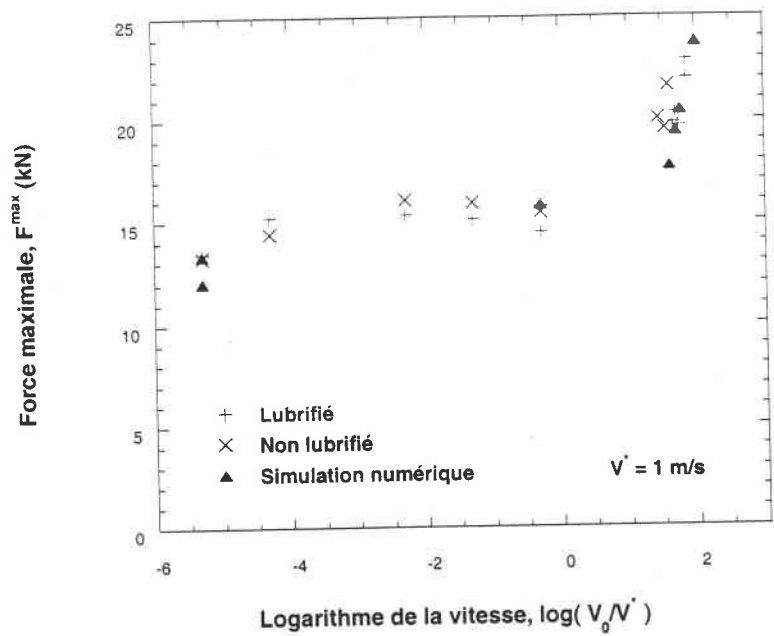


Fig. 5-19 : Comparaison des résultats expérimentaux et numériques de perforation, acier ES

On constate que la sensibilité peut être également définie à partir de la mesure de force du poinçon. Dans ce cas, il est essentiel de prendre la sensibilité sur les pics apparents au début du chargement. Si la force est mesurée en fin de chargement, une sensibilité constante à la vitesse de perforation est trouvée Fig. 5-20.

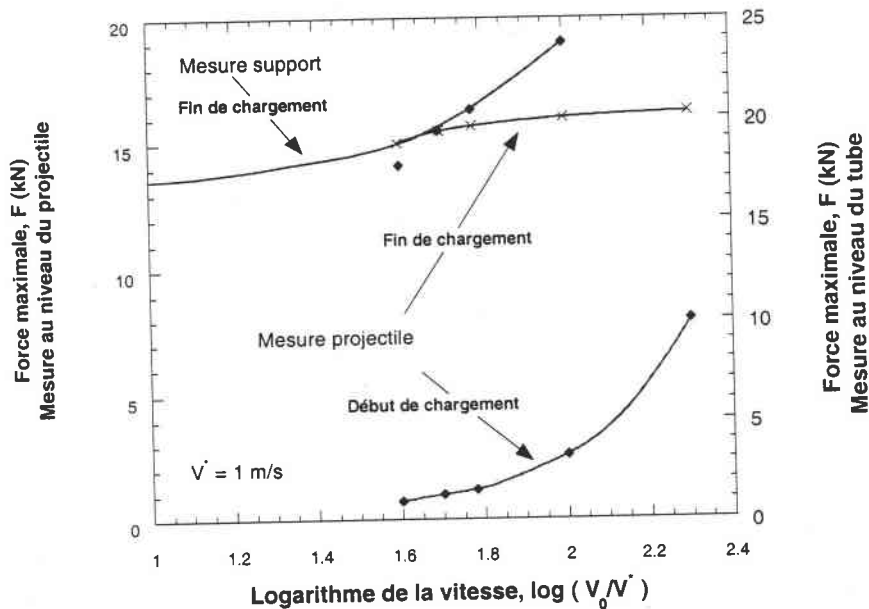


Fig. 5-20 : Comparaison des résultats expérimentaux et numériques de perforation, acier ES

IV - ETUDE NUMERIQUE DE LA PERFORATION

IV-1 Instabilités thermoviscoplastique en perforation

Dans cette partie, nous allons étudier la distribution des déformations équivalente avec le rayon de l'éprouvette pour divers temps de chargement. A partir de cette analyse, il est possible d'étudier l'homogénéité des déformations plastiques ou non en fonction de la vitesse d'impact V_0 . L'influence de cette dernière sur le lieu de striction sera également envisagé. De plus, on quantifiera localement (élément de forte localisation de la déformation plastique) l'élévation de température et la vitesse de déformations équivalentes.

Au cours du test ($V_0 < 100$ m/s), la distribution des déformations plastiques est très proche pour les fibres inférieure et supérieure de l'éprouvette Fig. 5-21. Une faible différence est observée initialement, du fait du temps de propagation du chargement Fig. 5-21. Cependant, même dans les premiers instants du chargement, la position des pics de déformation plastique est identique sur les parties inférieure et supérieure. La seule différence s'observe au niveau du support Fig. 5-21, $r > 15$ mm. Elle ne concerne donc pas le comportement de la tôle en perforation.

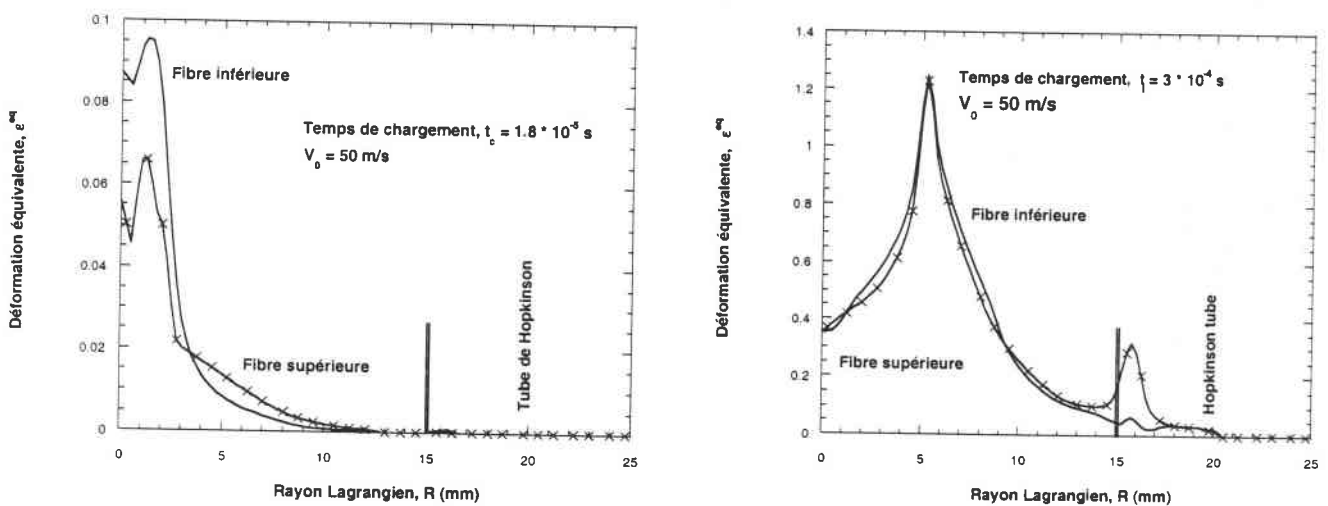


Fig. 5-21 : Distribution de la déformation équivalente, $V_0 = 50$ m/s, dans l'éprouvette (acier ES) pour deux instants, a) $t_c = 180 \mu s$, b) $t_c = 300 \mu s$

Par contre pour une vitesse d'impact de 100 m/s, on observe, dès le début, une perte d'homogénéité Fig. 5-22 se traduisant par un décalage en position des pics de déformation plastique équivalente, Fig. 5-22. La position affectée par les déformations plastiques ne reste pas invariante dans l'épaisseur de l'échantillon et varie de $1.8 \leq r \leq 3$ mm. Ainsi, un chargement en cisaillement apparaît caractérisé par un angle de cisaillement dans l'épaisseur de 56° [133]. Cette vitesse d'impact où le processus commence à être instable correspond à la vitesse d'impact critique défini analytiquement et numériquement pour cet acier en traction dynamique, [19]. Ces deux approches nous ont donnés respectivement des vitesses d'impact critique de 126 et 100 m/s. Cette vitesse d'impact critique induit au sein du matériau un blocage des déformations plastiques au niveau de la surface d'impact.

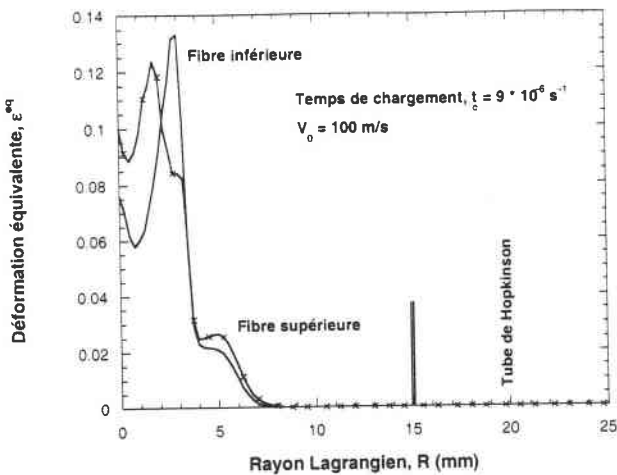
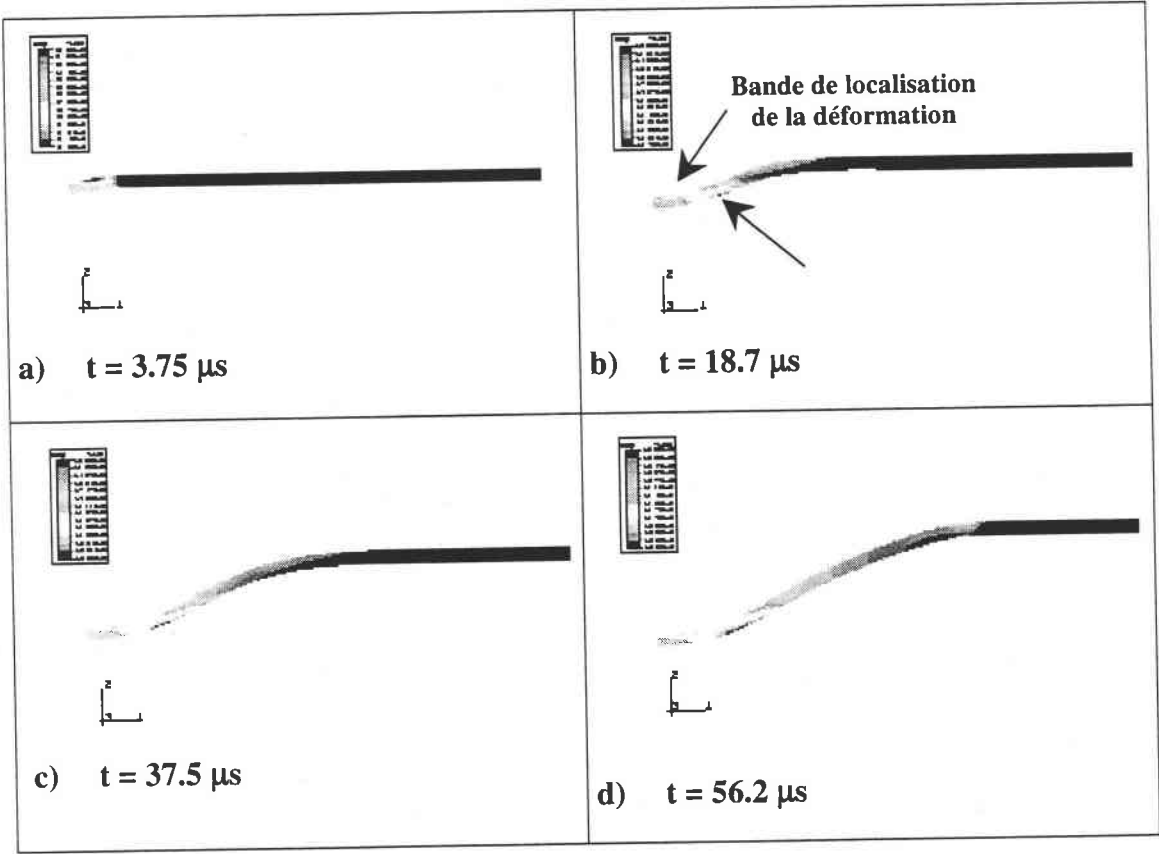


Fig. 5-22 : Distribution de la déformation équivalente avec le rayon de l'échantillon, $V_0 = 100 \text{ m/s}$, acier ES

Les figures suivantes synthétisent une séquence de perforation obtenue par simulations numériques. Sur ces figures, on observe clairement l'apparition de la bande de localisation en début de chargement, Fig. 5-23-b. On constate également qu'un début de blocage des déformations plastiques apparaît, Fig. 5-23-h. En effet, une grande partie de l'échantillon reste élastique même en fin de chargement, $t = 1.31 \cdot 10^{-4} s$. Ce blocage est beaucoup plus net pour une vitesse d'impact plus grande.



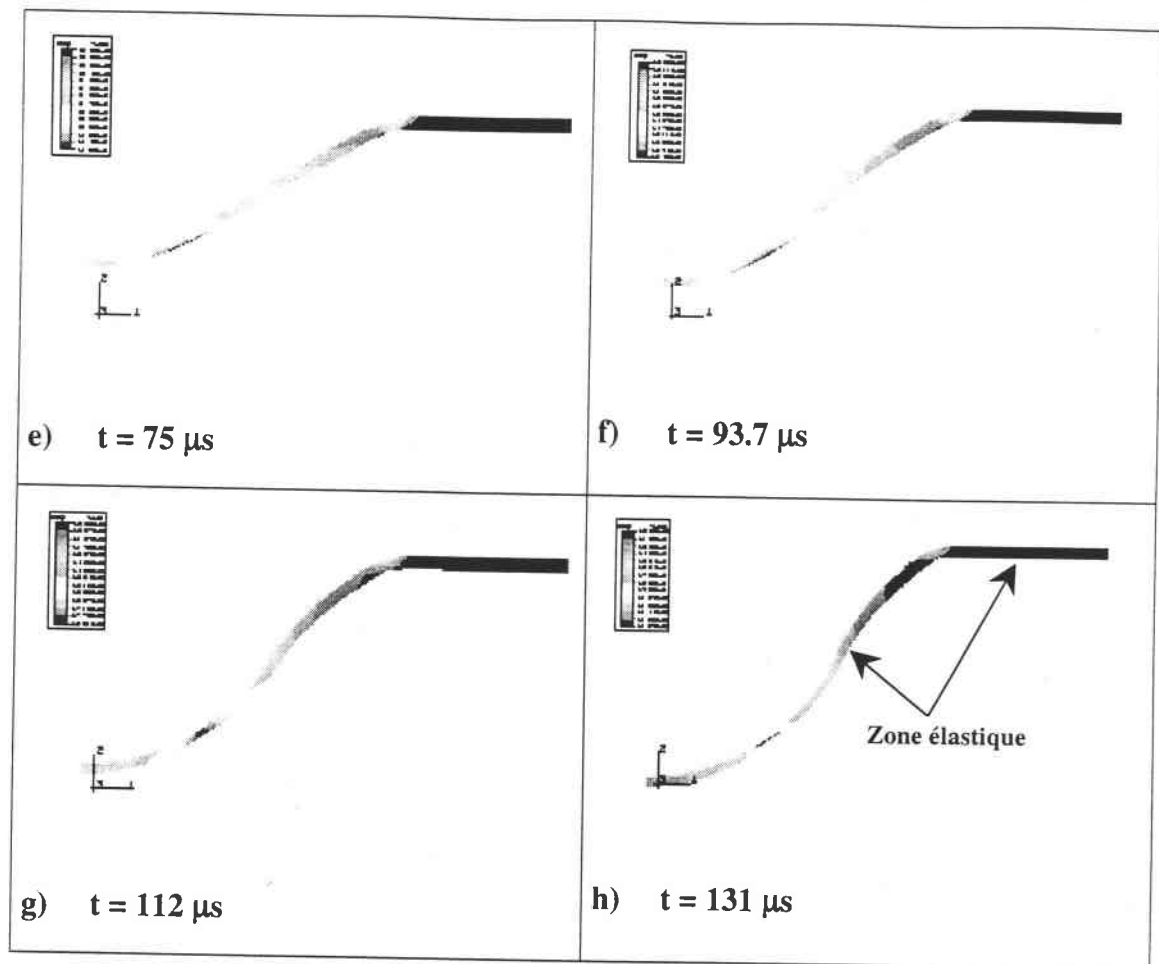
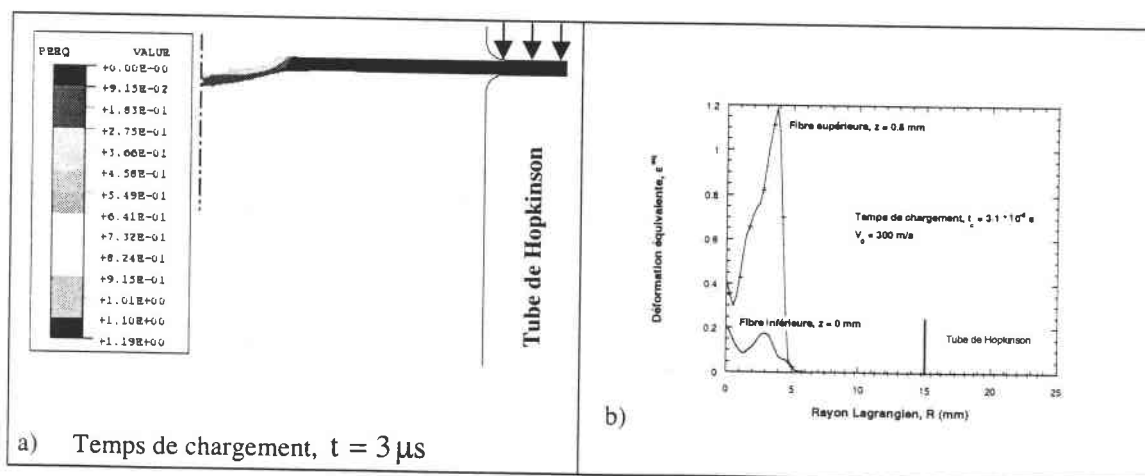


Fig. 5-23 : Simulation numérique de la perforation, acier ES, $V_0 = 100 \text{ m/s}$

Pour une vitesse de perforation de 300 m/s , Fig. 5-24, on observe initialement le blocage des déformations plastiques en partie supérieure, sur une profondeur de 0.16 mm et sur un rayon de 7.6 mm . Ceci confirme le blocage des déformations plastiques induit par une vitesse de propagation des ondes plastiques C_p nulle. Ce blocage intensifie la perte d'homogénéité des déformations plastiques au sein de l'échantillon, Fig. 5-24-b-d. Ensuite, une double localisation de la déformation apparaît.



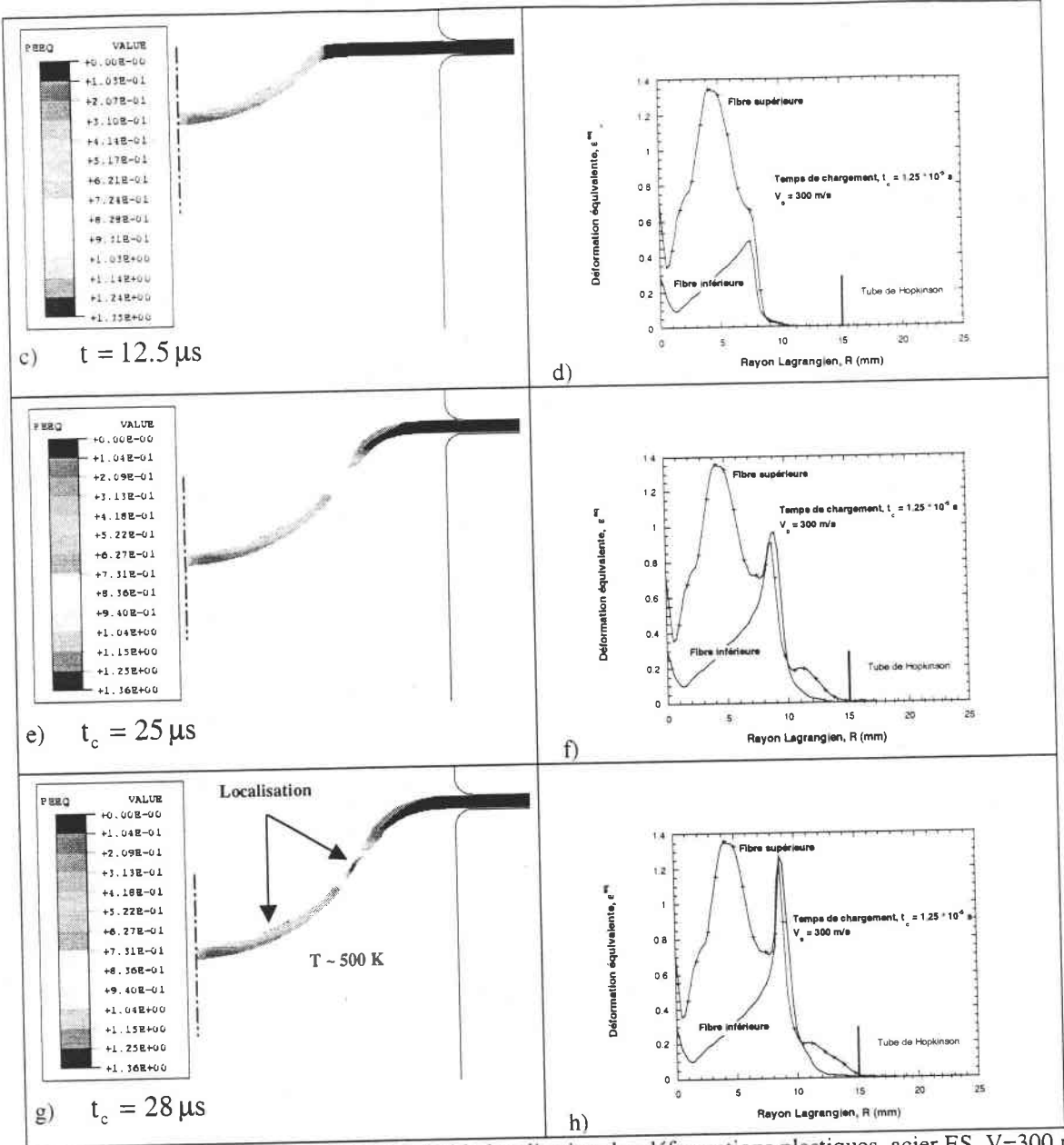


Fig. 5-24 : Présentation du phénomène de double localisation des déformations plastiques, acier ES, $V=300\text{ m/s}$

L'évolution de la déformation équivalente en fonction du temps pour la vitesse d'impact de $V_0 = 300\text{ m/s}$ apparaît de la manière suivante, Fig. 5-25. Sur cette figure, on constate que pour le premier site de localisation, ϵ^{eq} va augmenter rapidement au début de chargement et tendre vers une valeur de saturation égale à $1.2 \leq \epsilon^{sat} \leq 1.3$. Ceci traduit l'arrêt des déformations plastiques à ce niveau. Elle ne concerne que la partie supérieure de l'éprouvette et résulte en fait du choc poinçon-éprouvette. Par contre, au bout d'un certain temps, $t \approx 12\text{ }\mu\text{s}$, un second lieu de localisation va apparaître. L'intensité de la localisation ϵ^{eq} croît progressivement et conduit au phénomène d'instabilité plastique qu'est la striction. Expérimentalement, cette double localisation n'existe pas. On constatera en réalité, la formation d'un bouchon dont le rayon dépendra du lieu où la localisation sera la plus intense. dans le cas présent, Fig. 5-25, le rayon est de l'ordre de 4 mm. Une fois ce bouchon éjecté le processus de perforation se fera par élargissement du trou. Au cours des simulations, la double localisation résulte de l'absence d'un critère de rupture permettant la formation d'un trou lors de l'opération de perforation.

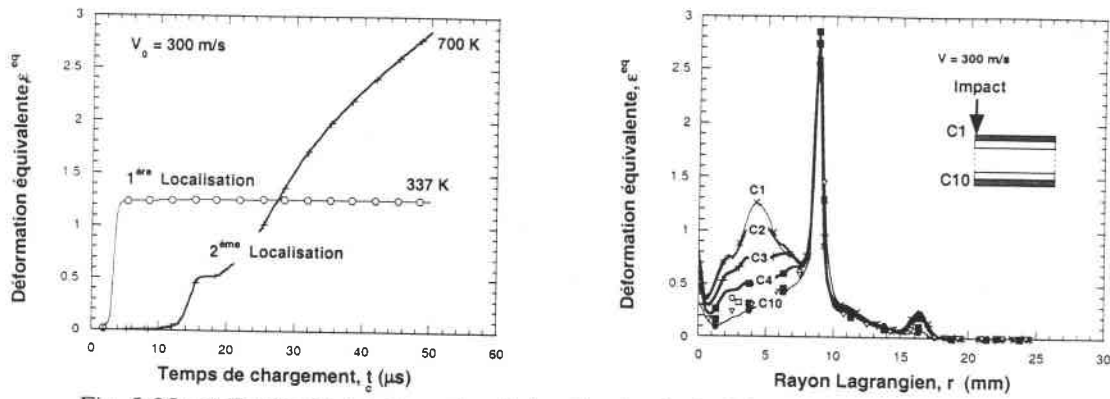


Fig. 5-25 : a) Evolution des deux sites de localisation de la déformation plastique au cours du temps
b) Distribution de la déformation équivalente en fin de chargement dans l'éprouvette, acier ES

Concernant l'évolution de la température locale, la croissance de température est très rapide avec la vitesse d'impact tant que celle-ci ne dépasse pas les 100 m/s, Fig. 5-26. Pour une vitesse comprise entre $100 \leq V_0 \leq 200$ m/s, la température locale tend vers une valeur de saturation de l'ordre de $T_{sat} \approx 780$ K. Cette intensité est en accord avec celle trouvée couramment au sein des bandes de cisaillement adiabatique [134] résultant d'une forte localisation de la déformation dans une bande très étroite. Au delà de 300 m/s, la température locale décroît du fait de la présence d'une double localisation et donc d'une localisation moins intense au point de striction Fig. 5-26.

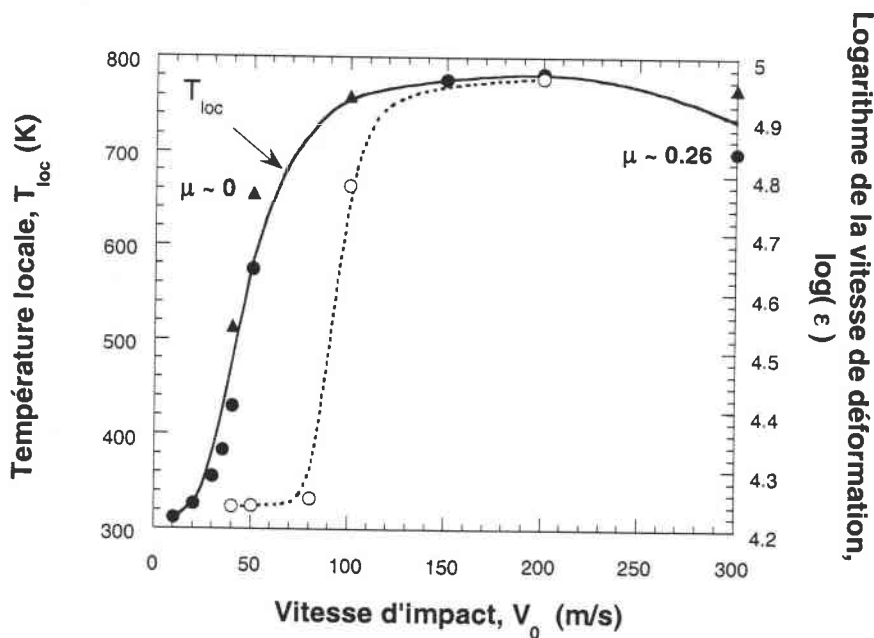


Fig. 5-26 : Distribution de la température et de la vitesse de déformation locale, acier ES

Pour cette même vitesse, $V_0 = 300$ m/s, la force recueillie au niveau du tube et au niveau du poinçon seront fortement perturbée Fig. 5-27. Le délai entre le moment de l'impact et le temps où le signal arrive à l'interface éprouvette-tube est important du fait du phénomène de blocage des déformations ($C_p = 0$). L'information reste bloquée au niveau de l'échantillon, le relevé au niveau du tube est inopérant.

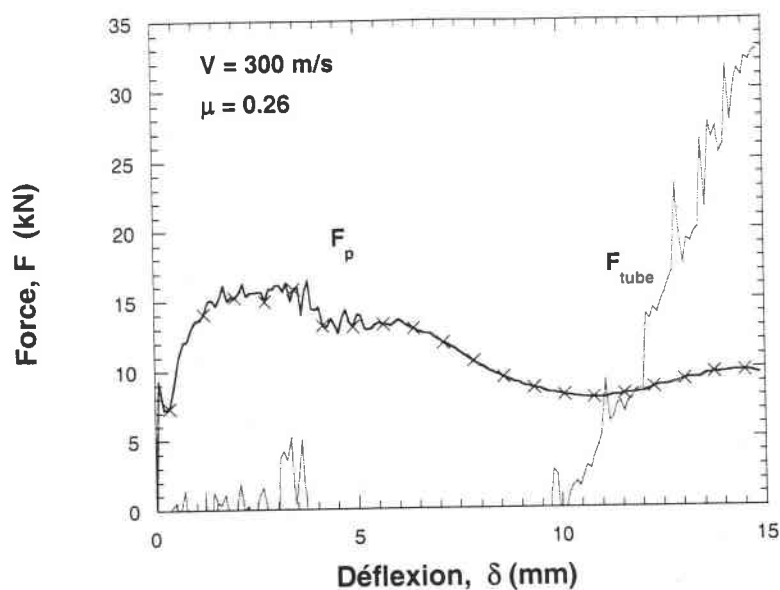


Fig. 5-27 : Comparaison des forces (éprouvette et support) pour la vitesse d'impact maximale $V_0 = 300 \text{ m/s}$, acier ES

Pour une configuration donnée, une étude paramétrique sur la vitesse d'impact a permis de constater que la position de la rupture évolue en se rapprochant du support Fig. 5-28. Cette observation est en accord avec les résultats expérimentaux trouvés par Wood [104]

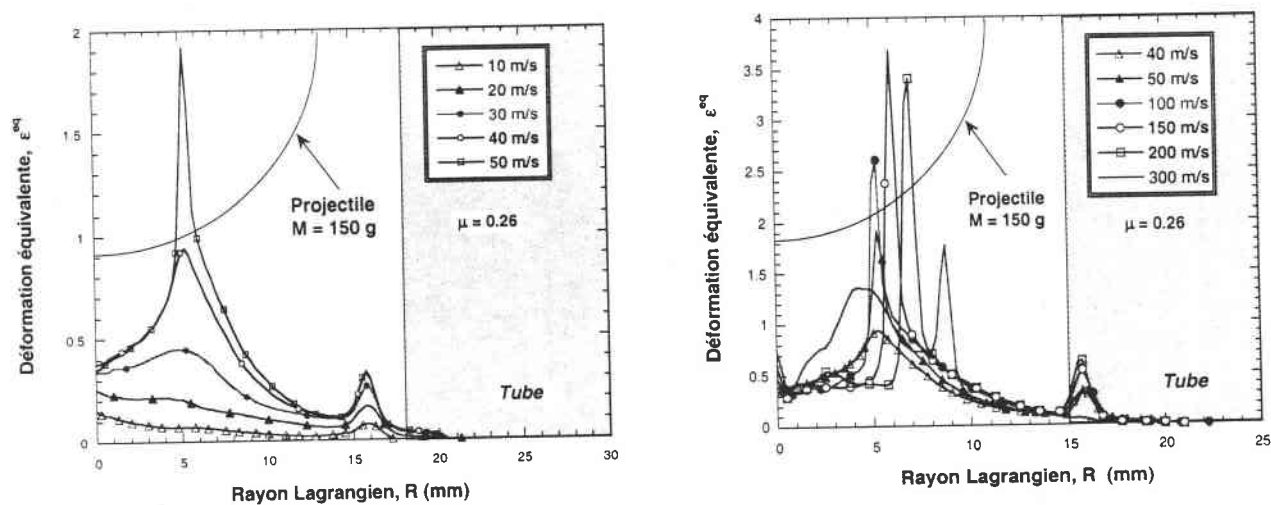


Fig. 5-28 : Influence de la vitesse d'impact sur la distribution de la déformation équivalente

Ce phénomène est accentué par l'absence de frottement, $\mu = 0$, à l'interface poinçon-éprouvette. En l'absence de frottement, pour des faibles vitesses, la rupture apparaît très proche du centre de l'échantillon puis évolue vers une position plus excentrée. On constate que, pour les fortes vitesses, la position de la rupture est indépendante des conditions de frottement Fig. 5-29.

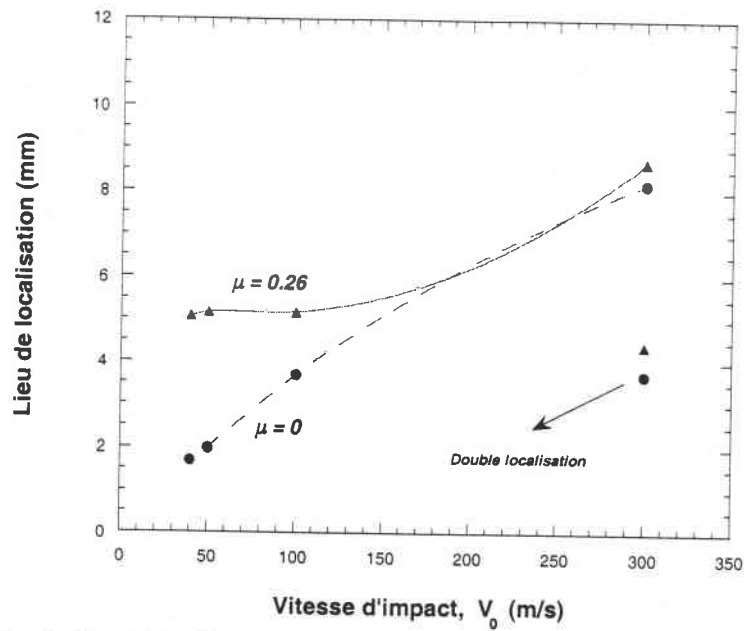


Fig. 5-29 : Définition du lieu de localisation en fonction de la vitesse d'impact et de l'état du contact, acier ES

Cependant, le lubrifiant joue un rôle essentiel sur les déformations maximales. On constate, que pour les fortes vitesses, la déformation plastique est 1.3 fois supérieure à celle rencontrée avec frottement Fig. 5-30.

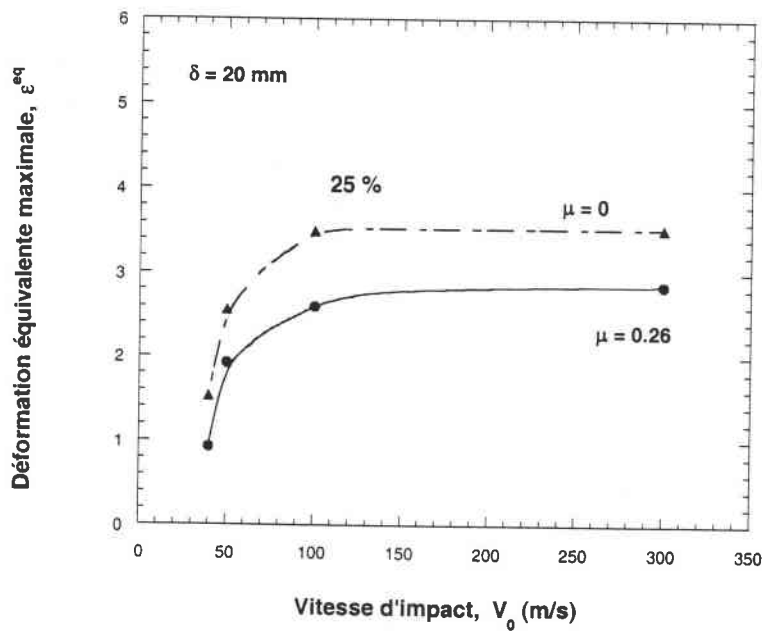


Fig. 5-30 : Intensité de la déformation plastique maximale pour deux états de contact et diverses vitesses de perforation, $40 \leq V_0 \leq 300$ m/s, acier ES

IV-2 Définition numérique de la limite balistique de l'acier ES

La limite balistique expérimentale de l'acier ES se situe entre $40 \leq V_0 \leq 50$ m/s (Chap. 4, p.133). Cette vitesse correspond à une perforation complète de l'échantillon. Afin de retrouver numériquement cet ordre de grandeur, nous avons relevé la déflexion de la tôle au cours du temps pour différentes vitesses d'impact V_0 Fig. 5-31 et 5-31.

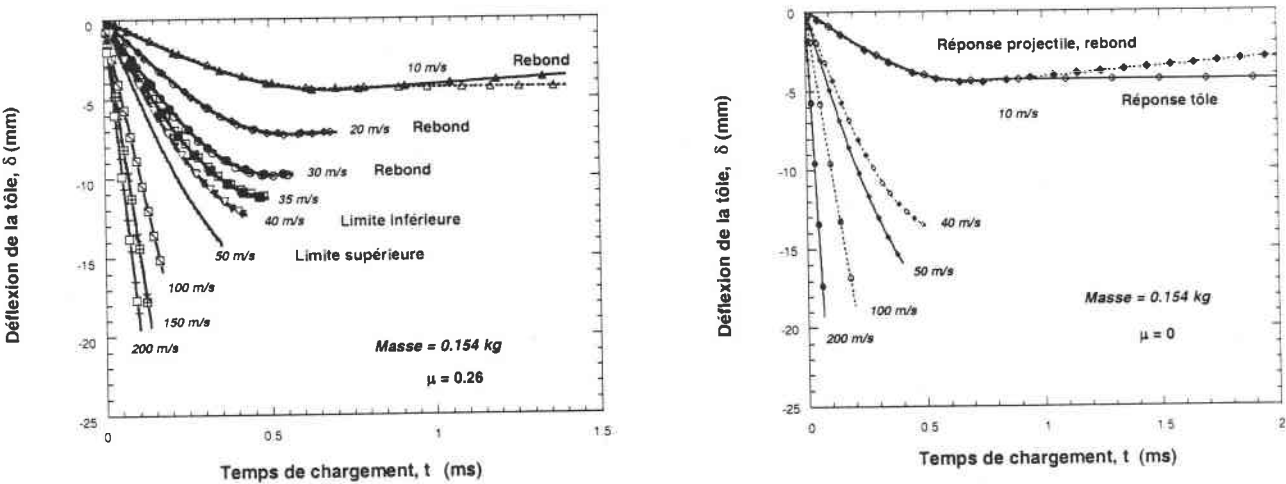


Fig. 5-31 : Déflexion de la tôle en fonction de la vitesse d'impact, $\mu = 0.26$ et $\mu = 0$, acier ES

Pour ces courbes, on note un rebond du projectile pour les faibles vitesses d'impact $V_0 \leq 10$ m/s. Au-delà de cette vitesse, le projectile reste continuellement en contact avec la tôle, Fig. 5-31. Sur ces courbes, on observe une perte de courbure en fin de chargement pour des vitesses supérieures à $V_0 > 40$ m/s. Cette perte de courbure définit une perte de résistance mécanique empêchant le ralentissement du projectile et peut être interprétée comme un indicateur de la rupture. Sur la Fig. 5-32, la vitesse du projectile au cours du temps est relevée et montre que pour $V_0 > 40$ m/s, le projectile, en fin de test n'a pas une vitesse nulle mais possède une vitesse résiduelle, confirmant ainsi la rupture de l'éprouvette.

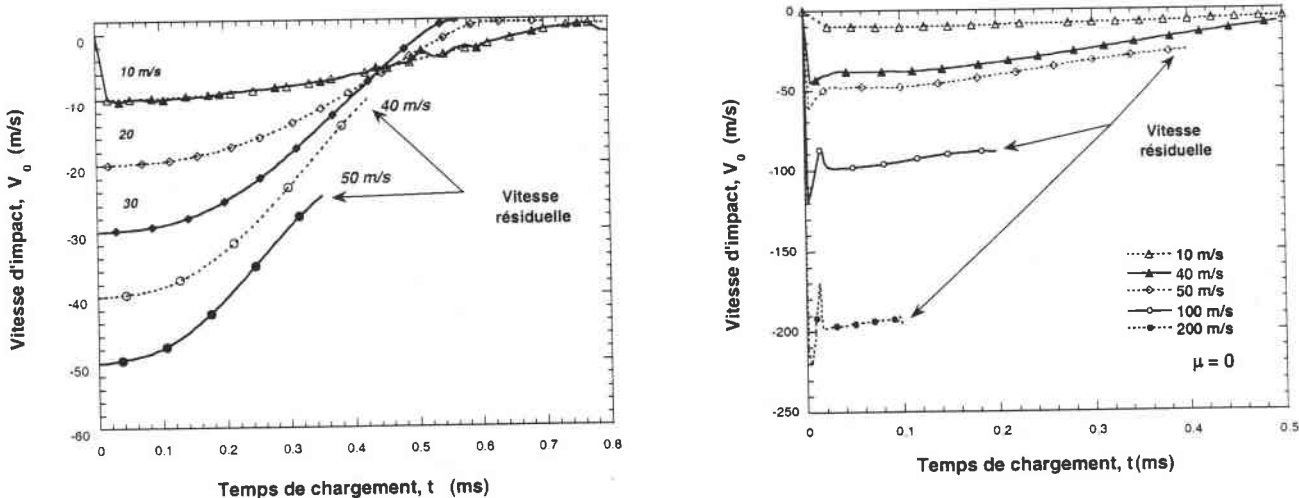


Fig. 5-32 : Influence de la vitesse d'impact sur l'évolution de la vitesse résiduelle, acier ES

Pour finir, nous avons comparé nos résultats numériques avec ceux expérimentaux récemment publiés par Hou et Goldsmith en 1994 [135-136]. Ces auteurs ont mesuré la vitesse résiduelle au-delà de la limite balistique. L'acier étudié par Goldsmith, présente la même limite élastique que notre matériau. Cependant, l'éprouvette utilisée par ces auteurs est environ quatre fois plus épaisse que la nôtre.

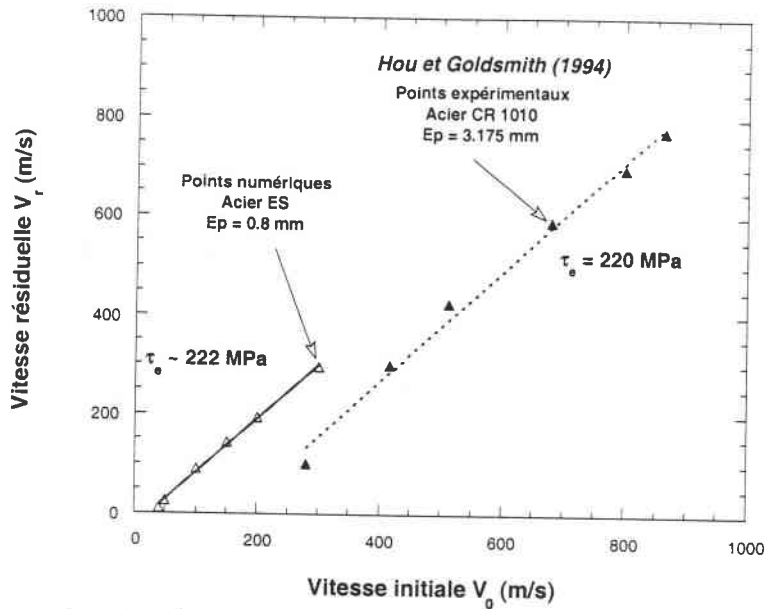


Fig. 5-33 : Comparaison des vitesses résiduelles pour deux types d'acier de même limite élastique [133]

Les résultats numériques obtenus à partir des simulations démontrent une tendance et des résultats comparables avec les mesures obtenues expérimentalement. La différence quantitative observée réside essentiellement à la différence d'épaisseur.

V - CONCLUSIONS

Cette étude numérique a permis de définir la vitesse maximale, $V_0^{\max} = 100$ m/s, de validité de notre dispositif expérimental et de visualiser l'influence du point de mesures pour la détermination de la force d'impact. Grâce aux résultats numériques, deux remarques importantes ont pu être apportées. Une perte d'information (force) en début de chargement est observée lorsque la mesure est faite au niveau du tube de Hopkinson. Cependant, cette perte est compensée en fin de chargement et conduit à une énergie de déformation plastique similaire. Heureusement, l'énergie absorbée par l'échantillon reste invariante avec le point de mesure. Ceci valide le dispositif expérimental développé au LPMM pour les études de perforation pour des vitesses de perforation inférieures à 100 m/s. De plus, cette vitesse semble correspondre à la vitesse d'impact critique où l'on note le début du blocage des déformations plastiques au niveau du point de chargement. Cette valeur de 100 m/s est du même ordre de grandeur que celle définie en traction dynamique. Des observations expérimentales dans ce sens ont été faites par Wood [104]. Il a ainsi conclu que la VIC de traction pouvait être appliquée en perforation. De cette étude, la limite balistique a également pu être définie et comparée aux résultats expérimentaux. Celle-ci est en parfait accord avec l'ensemble des résultats expérimentaux.

La conclusion globale est que le modèle thermoviscoplastique défini spécialement pour cette étude permet de décrire correctement l'ensemble des processus dynamiques où l'influence de la température et de la vitesse de déformation sont prédominants.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Dans ce travail, un grand nombre *d'essais expérimentaux* ont été réalisés par le biais de dispositifs expérimentaux définis originellement au cours de cette thèse. Ces derniers permettent une *caractérisation dynamique* d'une *tôle* ES pour divers trajets de déformation. Les éprouvettes spécifiques employées au cours des essais ont été validées, soit par une étude numérique (éprouvette de *double cisaillement*), soit par une analyse expérimentale notamment en *traction* pour analyser l'influence de la longueur effective de l'éprouvette. De ces tests, diverses caractéristiques physiques intrinsèques à l'acier ES ont pu être établies. Ainsi, ce matériau présente une sensibilité notable à la vitesse de déformation pour des vitesses supérieures à 10^2 s^{-1} . Cette *sensibilité logarithmique* se situe entre $0.026 \leq m \leq 0.03$ quelque soit le mode de sollicitation (traction ou double cisaillement). En emboutissage et perforation la sensibilité présente trois domaines distincts (Chap. IV p. 131) en fonction de la vitesse d'impact V_0 . Elle est modérée ($0.036 \leq m_I \leq 0.053$) pour les vitesses d'impact $V_0 \leq 5 * 10^{-5} \text{ m/s}$. Dans la seconde zone, $5 * 10^{-5} \leq V_0 \leq 0.5 \text{ m/s}$, l'ensemble tôle-support présente une sensibilité négative ou quasi-nulle, ($0.001 \leq m_{II} \leq 0.0023$). Par contre, dans le dernier domaine $V_0 \geq 15 \text{ m/s}$, la sensibilité augmente considérablement ($0.063 \leq m_{III} \leq 0.077$). A partir des essais de double cisaillement et de traction, une vitesse de déformation définissant le *régime transitoire isotherme-adiabatique* a été estimée. Celle-ci est de l'ordre de 10 s^{-1} . En ce qui concerne l'effet de la température, nous avons observé que cet acier calmé à l'Aluminium et au Titane présente un phénomène de *vieillissement dynamique* pour une température égale à $T = 373 \text{ K}$. Ce phénomène résulte de la *migration des atomes de carbone et d'azote* présents initialement dans le matériau. En emboutissage et par comparaison avec l'acier XC48, une grande ductilité de l'acier ES a été observée, ce qui confère à notre matériau une bonne aptitude aux processus de mise en forme (d'où la bonne nomination d'Emboutissage Supérieur). La définition de la *limite balistique* a également pu être définie pour l'acier ES, $V = 50 \text{ m/s}$, dans la cas où l'éprouvette est chargée par un projectile hémisphérique.

L'ensemble des résultats expérimentaux ont ensuite servi de base de données expérimentales pour la formulation d'une nouvelle *loi de comportement thermoviscoplastique*. Celle-ci

permet de décrire correctement l'ensemble des résultats pour des vitesses de déformation variant de $10^{-4} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$. Ce modèle décrit parfaitement l'écrouissage dans le domaine des grandes déformations. De plus, il permet de définir le comportement à basse température ($T = 243 \text{ K}$). Pour les températures plus élevées, $T = 373 \text{ K}$, la présence du vieillissement dynamique nous empêche de retranscrire de manière pertinente le comportement.

A partir de ce modèle, la définition de la *Vitesse d'Impact Critique* en traction dynamique a pu être quantifiée. La valeur déduite de l'analyse est de l'ordre de $V = 123 \text{ m/s}$. La vitesse d'impact critique peut être considérée comme une caractéristique mécanique intrinsèque au matériau au même titre que le module d'Young. En parallèle, la même étude a été entreprise par le biais du code d'éléments finis *ABAQUS Explicit*. La valeur trouvée dans ce cas est de $V \approx 100 \text{ m/s}$. L'ensemble des simulations ont permis d'étudier le comportement local de l'acier ES et de définir un *critère de rupture basé sur la Vitesse d'Impact Critique*.

A partir de la loi de comportement proposée et de l'emploi du code d'éléments finis ABAQUS Explicit, un certain nombre de simulations numériques a été réalisé. Dans un premier temps nous avons étudié le *dispositif expérimental de perforation* présent au LPMM. Ce travail s'est fait par une analyse de la *propagation des ondes élastiques et plastiques* durant le processus de perforation. Ainsi, une *vitesse maximale d'emploi* du dispositif a été trouvée. Celle-ci se situe aux alentours de 100 m/s . Pour cette vitesse, nous observons un début de forte *localisation de la déformation plastique* sous forme d'une bande inclinée de 56° . Ce phénomène s'accroît à 300 m/s avec l'apparition d'une double localisation de la déformation plastique. Ceci nous a conduit dans un second temps à analyser le phénomène d'instabilité en perforation et notamment *l'influence du frottement* sur le lieu de la localisation de la déformation. Pour des vitesses inférieures à 150 m/s , le lieu est invariant avec les conditions de frottement. Par contre, l'intensité de la déformation plastique maximale pour un déplacement donné est plus intense pour un contact lubrifié. On observe également une forte *élévation de température* dans l'élément de localisation *jusqu'à 100 m/s* , ensuite, la température tend vers une valeur de saturation $T = 780 \text{ K}$. *L'élévation de température est plus rapide pour un état non lubrifié*. Les résultats obtenus par simulation ont pu être comparés aux essais expérimentaux de perforation. On remarque une bonne convergence des résultats indiquant que le modèle permet de retranscrire correctement les effets de la vitesse de déformation et de la température. Ainsi, les essais expérimentaux de perforation ont permis de valider l'approche numérique.

La suite logique de ce travail est de simuler la **fragmentation des tôles** en utilisant à la fois la loi de comportement définie au chapitre II et le critère de rupture basé sur la Vitesse d'Impact Critique (Chap. III). Une première ébauche a été réalisée (Annexe II). Une étude est également en cours pour définir la **zone de transition isotherme-adiabatique en cisaillement**. Ces simulations pourront être validées par le biais d'essais expérimentaux de double cisaillement réalisés par Nowacki (IPPT-Varsovie). En effet, une caméra infrarouge permet de relever le gradient de température dans la zone cisailée. Une première approche en chargement quasi-statique nous permet de considérer les premiers résultats comme prometteurs.

Enfin, l'étape ultime est de **simuler le comportement de structures complètes en sollicitation dynamique** pour ce matériau ou d'autres par l'emploi de la loi de comportement proposée puisqu'il est aisé d'identifier les paramètres à partir d'essais simples tel que le cisaillement. A titre d'exemple, citons le flambage de structures construites à partir de tôle cintrées et soudées comme les longerons.

Au niveau expérimental, il serait très intéressant de réaliser des essais expérimentaux pour une large plage de température $-50 \leq T \leq 150 \text{ }^{\circ}\text{C}$ de façon à observer et étudier plus précisément le phénomène de **vieillissement dynamique** constaté à partir de $100 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Au niveau des mesures expérimentales, une modification du système de mesure du déplacement est envisagée.



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Dormeval, R. et Stelly, M., Ed. T.Z. Blazynski Leeds, Proc. 7th Int. Conf. High Energy Rate and Fabrication, **10** (1981)
- [2] Molinari, A., Instabilité thermoviscoplastique en cisaillement simple, J. Theoretical and Appl. Mech., **4** (1985), pp. 659-684
- [3] Klepaczko, J.R, Nouvelle technique expérimentale pour l'étude du comportement dynamique des matériaux en traction, Rapport interne au LPMM (1995)
- [4] Dharan, C.K.H et Hauser, F.E., Determination of stress-strain characteristics at very high strain rates, Experimental Mechanics, **10** (1970), p. 370
- [5] Duffy, J., Campbell, J.D. et Hawley, R. H., On the use of a Torsional Split Hopkinson Bar to study rate effects in 1100-O Aluminium, J. Appl. Mech., **38** (1971), pp. 83-91
- [6] Klepaczko, J.R, An experimental technique for shear testing at high and very high strain rates. The case of mild steel, Int. J. Impact Engng., **15** (1994), pp. 25-39
- [7] Hopkinson, B., A method of measuring the pressure produced in the detonation of explosive or by the impact of bullet, Phil. Trans. A., **213** (1914), p. 437
- [8] Kolsky, H., An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading, Proc. Royal Soc. B, **62** (1949), p. 5
- [9] Lindholm, U.S., Some experiments with the split Hopkinson pressure bar, J. Mech. Phys. Solids, **12** (1964), pp. 317-335
- [10] Davies, R.M, A critical study if the Hopkinson pressure bar, Phil. trans. A., **240** (1948), p. 375
- [11] Kolsky, B., Stress waves in solids, Dover Publi., New York (1963)
- [12] Campbell, J.D. et Ferguson, W.G., The temperature and strain rate dependence of the shear strength of mild steel, Phil. Mag., **21** (1969), pp. 63-82
- [13] Miyauchi, K., A proposal of a planar simple shear test in sheet metals, Scientific Papers of the Institute of Physical and Chemical Research, **78** (1984), pp. 27-40
- [14] Socha, G., Optimal design of specimens for pure shear tests of sheet metals, Eng. Trans., **42** (1993), pp. 107-122
- [15] Ruiz, D., Harding, J. et Ruiz, C., High strain rate testing of materials - a fully vlidated test calibration by a hybrid numerical/experimental technique, Proc. 3rd Int. Conf. DYMAT 91, J. de Phys. IV Suppl., **1** (1991), p. C3-465
- [16] Klosak, M., Simulations numériques de la localisation plastique dans les aciers martensitiques chargés par impact, Thèse de l'université de Metz (1999), pp. 153-160

- [17] Klepaczko, J.R, Nguyen, H.V. et Nowacki, W.K., Quasi-static and dynamic shearing of sheet metals, *Eur. J. Mech. A/Solids*, **18** (1999), pp. 271-289
- [18] Rusinek, A. et Klepaczko, J.R., Shear testing of a sheet steel at wide range of strain rates and a constitutive relation with strain-rate and temperature dependence of the flow stress, *Int. J. of Plasticity*, Accepted (1999)
- [19] Rusinek, A. et Klepaczko, J.R., Comportement viscoplastique des tôles en traction dynamique et cisaillement, analyse de la vitesse d'impact critique, *Matériaux et Techniques* (1999)
- [20] Penzes, G., Lois de comportement en traction dynamique, Stage de 4^{ème} année de l'ENIM chez Sollac, (1998), Annexe 1
- [21] Kolsky, H., Stress waves in solids, New York, Dover Publications, Inc. (1952)
- [22] Knott, C.G., *Phil. Mag.*, **48** (1899), p. 64
- [23] Zoepritz, K., *Nach. d. königl. gesell. d. wissen. z, Göttingen, Math.-phys. Berlin*, (1919), pp. 64-89
- [24] Macelwane, J.B. et Sohon., F.W., *Introduction to theoretical seismology*, Wiley, New York, (1936)
- [25] Rhayour, M., Modélisation de l'influence de la vitesse de déformation sur l'écoulement plastique d'un acier industriel, application pour l'étude de la taction dynamique des tôles, Thèse de l'Université de Metz, (1999), pp. 65-70
- [26] Albertini, C. et Montagrani, A., Testing techniques on the split Hopkinson bar, Institute of Physics, *Proceeding of the conference on Mechanical Properties of Materials at High Rates of Strain*, Held in oxford, (1974), pp. 22-32
- [27] Staab, G.H, et Gilat, A., A direct-tension split Hopkinson bar to high strain-rate testing, *Experimental Mechanics*, (19991), pp. 232-235
- [28] Yokoyama, T., Impact tension testing of sheet steels with split Hopkinson bar, *Proc. 5th Int. Symp. Plasticity and its Current Application*, pp. 207-210
- [29] ABAQUS Standard Manual, Version 5.6, Hibbit, Karlson and Sorensen Inc., Providence, RI, USA, (1995)
- [30] Ungar, T., Toth, L.S., Illy, J. et Kovacs, I., Dislocation structure and work hardening in polycrystalline OFHC copper rods deformed by torsion and tension, *Acta. Metall.*, **34** (1986), pp. 1257-1267
- [31] Johnson, G.R et Cook, W. H., A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strin rates and high temperatures, *7th Symposium on Ballistics*, Hague (1983), pp. 541-547

- [32] Klepaczko, J.R, The strain rate behavior of iron in pure shear, *Int. J. Solids Structures*, **5** (1969), p. 533
- [33] Mimura, K. et Tanimura, S., A strain-rate and temperature dependent constitutive model with unified sets of parameters for various metallic materials, *IUTAM Symposium Noda, Japan* (1995), Eds K. Kawata et J. Shioiri, pp. 69-76
- [34] Klepaczko, J.R, et Duffy, J., Strain rate history effects in Body-Centered-Cubic metals, *Mechanical testing for determination model development*, ASTM STP 765, R.W. Rohde and J.C. Swearingen, Eds., American Society for Testing and Materials, (1982), pp. 251-268
- [35] Zener, C. et Hollomon, J.H., Effects of strain upon plastic flow of steel, *J. of Appl. Phys.*, **15** (1944), p. 22
- [36] Lindholm, U.S. et Yeakley, L.M., High strain rate testing : tension and compression, *Exper. Mech.*, **8** (1968), p. 1
- [37] Duffy, J., Testing techniques and material behaviour at high rates of strain, *Mec. Prop. of Mat. at High Rates of Strain*, Ed. J. Harding London (1979), p. 72
- [38] Ruiz, D., Harding, J. et Ruiz, C., The double notch shear test analysis and development for material testing at very high strain rates, *Proc. 1st Int. Conf. on Structures Under Shock and Impact, SUSI-1*, Elsevier, London and New York (1989), p. 145
- [39] Rosenfield, A.R. et Hahn, G., Numerical description of the ambient low temperature and high strain rate flow and fracture behaviour of plain carbon steel, *Trans. Am. Soc. Metals*, **59** (1966), p. 967
- [40] Eleiche, A.M et Campbell, J.D., Technical Report AFML-TR-76-90, Ohio (1976)
- [41] Zeghib, N.E., Etude expérimentale et modélisation de la déformation plastique tenant compte du vieillissement dynamique - cas des aciers doux, Thèse de l'Université de Metz (1990)
- [42] Manjoine, M.J., *J. Appl. Mech.*, **11** (1944), p. A211
- [43] Keh, A.S., Nakada, Y. et Leslie, W.C., *Dislocations Dynamics*, Eds. A.R. Rosenfiel, G.T. Hahn, A.L. Bement and R.I Jaffee, McGraw-Hill, New York (1968)
- [44] Klahn, D., Mukherjee, A.K. et Dorn, J.E, Strain rate effects, *Proc. 2nd International Conference on the Strength of Metals and Alloys, Asilomar*, **3** (1970), p. 255
- [45] Klepaczko, J.R, Modeling of structural evolution at medium and high strain-rates, fcc and bcc metals, *Proceeding 8th Risö symposium, Constitutive Relations and Their Physical Basis*, (1987), p. 387

- [46] Conrad, H., Thermally activated deformation of metals, *J. of Metals*, **16** (1964), p. 582
- [47] Gilman, J.J., Dislocation dynamics and response of materials to impact, *Appl. Mech. Reviews*, **21** (1968), p. 767
- [48] Becker, R., *Z. physik*, **26** (1925), p. 919
- [49] Frost, H.J. et Ashby, M.F., *Deformation mechanism maps : the plasticity and creep of metals and ceramics*, Pergamon Press (1982), p. 30
- [50] Kocks, U.F., Argon, A. S. et Ashby, M.F., *Thermodynamics and kinetics of slip*, *Progress in Materials Science*, Pergamon Press (England), **19** (1975)
- [51] Zerilli, F.J. et Armstrong, R.W., Dislocation-mechanics-based constitutive relations for materials dynamics calculations, *J. Appl. Phys.*, **61** (1987), p. 1816
- [52] Campbell, J.D., Eleiche, A.M. et Tsao, M.C.C., *Fundamental aspects of structural alloy design*, Plenum Publ. Corp., New York (1979), p. 545
- [53] Litonski, J., Plastic flow of a tube under adiabatic torsion, *Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences, Série des Sciences Techniques*, **25** (1977), p. 7
- [54] Lubahn, J.D., Derivation of stress, strain, temperature, strain-rate relation for plastic deformation, *J. Appl. Mech.*, **14** (1947), p. 229
- [55] Lubahn, J.D. et Felgar, R.P., *Plasticity and creep of metals*, Wiley, New York (1961)
- [56] Klopp, R.W. et Clifton, R. J., Pressure-shear impact and dynamic viscoelastic response of metals. In. *Proc. of Workshop on Inelastic Deformation and Failure Modes*. Evanston : Northwestern University (1985)
- [57] Fressengeas, C. et Molinari, A., Inertia and thermal effects on the localization of plastic flow, *Acta Metal.*, **33** (1985), p. 387
- [58] Johnson, G.R. et Cook, W.H., A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures, *Proc. of Seventh Int. Symp. on Ballistics*, The Hague, The Netherlands (April 1983)
- [59] Klepaczko, J.R., A power form of the mechanical equation of state with the temperature, *Eng. Trans.*, **13** (1965), p. 561
- [60] Klepaczko, J.R., A practical stress-strain-strain rate-temperature constitutive relation of the power form, *J. Mech. Phys. Solids*, **16** (1987a), p. 143
- [61] Klepaczko, J.R., Thermally activated flow and strain rate history effects for some polycrystalline FCC metals, *Mat. Sci. and Engng*, **18** (1975), p. 121
- [62] Mecking, H. et Kocks, U.F., Kinetics of flow and strain hardening, *Acta Metall.*, **29** (1981), p. 1865

- [63] Follansbee, P.S. et Kocks, U.F., A constitutive description of the deformation of copper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable, *Acta Metall.*, **36** (1988), p. 81
- [64] Klepaczko, J.R., Un modèle d'écoulement pour les aciers ferritiques basé sur l'activation thermique, GAMI, (1983), pp. C1-C17
- [65] Gilman, J.J., *Micromechanics of flow in solids*, Mc Graw-Hill, New York (1969)
- [66] Kocks, U.F., Constitutive relations for slip, *Constitutive equations in plasticity*, MIT Press London (1975), p. 81
- [67] Estrin, Y. et Mecking, H., A unified phenomenological description of work hardening and creep based on one-parameter models, *Acta. Metall.*, **32** (1984), p. 57
- [68] Klepaczko, J.R., Physical-state variables – The key to constitutive modeling in dynamic plasticity, *Nuclear Engng and Design*, **127** (1991), p. 103
- [69] Jaoul, B., *Etude de la plasticité et application aux métaux*, Dunod Paris (1964), p. 122-153
- [70] Klepaczko, J.R., On evolution of mobile dislocation density at different conditions of plastic deformation, *Proceedings of the 13th Riso International Symposium on Materials Science* (1992), pp. 303-310
- [71] Hartley, K.A. et Duffy, J., Strain rate and temperature history effects during deformation of fcc and bcc metals, *Int. Phys. Conf. Ser.* (1984), pp. 21-30
- [72] Klepaczko, J.R. et Chiem, G.C.Y., On rate sensitivity of FCC metals, instantaneous rate sensitivity and rate sensitivity of strain hardening, *J. Mech. Phys. Solids*, **34** (1986), pp. 29-54
- [73] Meyer, S.L., *Data analysis for scientists and engineers*, J. Wiley, New York (1975)
- [74] MacGregor, C. et Fisher, J.C., A velocity-modified temperature for the plastic flow of metals, *J. Appl. Mech.*, **13** (1946), pp. 11-16
- [75] Costin, L.S., Crisman, E.E., Hawley, R.H., et Duffy, J., On the localization of plastic flow in mild steel tubes under dynamic torsional loading, in *Proc. Materials at high rates of strain*, J. Harding, Ed., The Institute of Physics, London (1979), pp. 90-100
- [76] Klepaczko, J.R., A general approach to rate sensitivity and constitutive modelling of fcc and bcc metals, Eds. Ammann et al. (1988), Balkemo, Rotterdam, p. 3
- [77] Marchand, A. et Duffy, J., An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in a structural steel, *J. Mech. Phys. Solids*, **36** (1988), pp. 251-283

-
- [78] Taylor, G.I. et Quinney, H., The latent energy remaining in a metal after cold working, *Proceedings of the Royal Society*, **143** (1934), pp. 307-326
- [79] Zenner, C. et Hollomon, J.H., Effect of strain-rate upon plastic flow in steel, *J. Appl. Phys.*, **15** (1944), p. 22
- [80] Kauzmann, W., Flow of solid metals from the standpoint of the chemical rate theory, *Trans. AIME*, **143** (1941), pp. 57-81
- [81] Taylor, G.I., *J. Inst. Met.*, **62** (1938), p. 307
- [82] Klepaczko, J.R., Generalized conditions for stability in tension tests, **10** (1967), pp. 297-313
- [83] Ferron, G., Influence of heat generation and conduction on plastic stability under uniaxial tension, *Materials Science and Engineering*, **49** (1981), p. 241
- [84] Considère, A., Mémoire sur l'emploi du fer et de l'acier dans les constructions, *Ann. des Ponts et Chaussées*, **9** (1885), p. 574
- [85] Hart, E.W., Theory of the tensile test, *Acta Metall.*, **15** (1967), pp. 351-355
- [86] Hart, E.W., *Acta Metall.*, **18** (1970), p. 599
- [87] Swift, H.W., Plastic instability under plane stress, *J. Mech. Phys. Solids*, **1** (1952), pp. 1-18
- [88] Hill, R., On discontinuous plastic states with special reference to localized necking in thin sheets, *J. Mech. Phys. Solids*, **1** (1952), pp. 19-30
- [89] Lian, J. et Zhou, D., Diffuse necking and localized necking under plane stress, *Materials Science and Engng*, **A111** (1989), pp. 1-7
- [90] Marciniak, Z. et Kuczynski, K., Limit strains in the processes of stretch-forming sheet metal, *Int. J. Mech. Sci.*, **9** (1967), pp. 609-620
- [91] Ferron, G. et Molinari, A., Mechanical and physical aspects of sheet-metal ductility, Concepts methods and applications, *The Minerals, Metals & Materials Society*, (1989)
- [92] Ferron, G., Makkouk, R. et Morreale, J., A parametric description of orthotropic plasticity in metal sheets, *Int. J. of Plasticity*, **10** (1994), pp. 431-449
- [93] Budiansky, B., Anisotropic plasticity of plane-isotropic sheets, Eds. Dvorak, G.J. et Shield, R.T., in *Mechanics of material behaviour*, Amsterdam, Elsevier Science Publishers (1982), p. 15
- [94] Fromentin, S., Etablissement d'un critère de striction intrinsèque des tôles et validation numérique par simulations d'emboutissage, Thèse de l'Université de Metz (1998)
-

-
- [95] Dudzinski, D. et Molinari, A., C.R. Acad. Sci. Paris, **307** (1988), p. 1315
- [96] Dudzinski, D. et Molinari, A., Perturbation analysis of thermoviscoplastic instabilities in biaxial loading, Int. J. Solids, **27** (1991), pp. 601-628
- [97] Toth, L.S., Dudzinski, D. et Molinari, A., Forming limit predictions with the perturbation method using stress potential functions of polycrystal viscoplasticity, Int. J. Mech. Sci., **38** (1996), pp. 805-824
- [98] Toth, L.S., The role of microscopic hardening in deformation texture development, Proceedings ICOTOM 11, (1996), pp. 347-355
- [99] Boudeau, N. et Gelin, J.C., Post-processing of finite element results and prediction of localized necking in sheet metal forming, J. of Mater. Proc. Tech., **60** (1996), pp. 325-330
- [100] von-Karman, T., The propagation of plastic deformation in solids, **21** (1950), pp. 987-994
- [101] Elrich, D.C., Seaman, L., et Curran, D.R., A preliminary study of armor penetration by shear banding, US Army Ballistic Research Laboratories, Aberdeen Proving Ground, Maryland (1978)
- [102] Hoppman, W.H., Proc. Am. Soc. Test. Mater., **42** (1950), p. 45
- [103] Wood, W.W., Experimental mechanics at velocity extremes-very high strain rates, Experimental Mechanics, (1950), pp. 361-371
- [104] Duwez, P.E. et Clark, D.S., Proc. Am. Soc. Test. Mater., **47** (1947), p. 502
- [105] Pearson, J., Application of critical impact velocity data to the explosive forming of sheet metal parts, Proc. Am. Soc. Test. Mater, **64** (1964)
- [106] Clark, D.S. et Wood, W.W., Tensile impact properties of some metals and alloys, Proc. Am. Soc. Test. Mater, **42** (1950), p. 45
- [107] Hu, X. et Dahlen, G., Effect of velocity on flow localization in tension, Acta. Mater., **44** (1996), p. 1021
- [108] Hu, X. et Wagoner, R., Dahlen, G., et Ghosh, S., The effect of inertia on tensile ductility, Metallurgical and Materials Transactions, **25A** (1994), p. 2723
- [109] ABAQUS Explicit Manual, Version 5.6, Hibbit, Karlson and Sorensen Inc., Providence, RI, USA, (1995)
- [110] Rosenfield, A.R. et Hahn, G., Numerical description of the ambient low temperature and high strain rate flow and fracture behaviour of plain carbon steel, Trans. Am. Soc. Metals, **59** (1966), p. 967

- [111] Tugcu, P. et Neale, K.W., Deformation and plastic waves in dynamic tension tests, *Int. J. Mech. Sci.*, **33** (1991), pp. 815-827
- [112] Landkof, B. et Goldsmith, W., Petalling of thin, metallic plates during penetration by cylindro-conical projectiles, *Int. J. Solids Structures*, **21** (1985), pp. 245-266
- [113] Westmann, R.A., *J. Math. Physics*, **43** (1964), pp. 191-198
- [114] Horta, R.M.S.B., Roberts, W.T. et Wilson, D.V., Effects of plastic anisotropy on the biaxial stretching performance of low-carbon steels, *Int. J. Mech. Sci.*, **12** (1970), pp. 231-243
- [115] Ghosh, A.K., A method for determining the coefficient of friction in punch stretching of sheet metals, *Int. J. Mech. Sci.*, **19** (1977), p. 464
- [116] Broomhead, P. et Grieve, R.J., *Transactions of the ASME*, **104** (1982), pp. 102-106
- [117] Kosing, O.E. et Skews, B.W., An investigation of high-speed forming of circular plates in a liquid shock tube, *Int. J. Impact Engng*, **21** (1998), pp. 801-816
- [118] Zaid, . M. et Travis, ., A comparison of single and multi-plate shields subjected to impact by high speed projectile, *Institute of Physics*, **21** (1981), pp. 417-428
- [119] Gupta, N.K. et Madhu, V., An experimental study of normal and oblique impact of hard core projectile on single and layered plates, *Int. J. Impact Engng*, **19** (1997), pp. 395-414
- [120] Calder, C.A. et Goldsmith, W., Plastic deformation and perforation of thin plates resulting from projectile impact, *Int. J. Solids Structures*, **7** (1971), pp. 863-881
- [121] Klepaczko, J.R., Extensometry gage with a photodiode for static and dynamic testing, (1966), pp. 466-469 (in Polish)
- [122] Boumaaïz, H., Plasticité dynamique des tôles : Instabilité thermomécanique et nouvelle technique expérimentale du poinçonnement par impact, Thèse de l'Université de Metz (1994)
- [123] Coulomb, C.A., *Mémoire de Mathématique et de Physique de l'Académie Royale des Sciences*, (1785), p. 161
- [124] Saha, P.K. et Wilson, R.D., Influence of plastic strain on friction in sheet metal forming, *Wear*, **172** (1994), pp. 167-173
- [125] Avitzur, B., Interrelation between the asperities and the trapped lubricant and their effect on friction behaviour, *Friction and Material Characterizations, ASME*, **10** (1982)

- [126] Schey, J.A. et McLean, M., Critical evaluation of test methods for sheet metalworking lubrication,
- [127] Backman, M.E. et Goldsmith, W., The mechanics of penetration of projectiles into targets, *Int. J. Engng Sci.*, **16** (1978), pp. 1-99
- [128] Spells, K.E., *Proc. Phys. Soc. (London)*, **64** (1951), p. 212
- [129] Tanaka, K. et Kurokawa, T., Dynamic deformation of thin plates and strips under impact loading, 3rd Conf. Mech. Prop. High Rates of Strain (Oxford), **70** (1984), pp. 503-510
- [130] Lethaby, J.W. et Shidmore, I.C., The deformation and plugging of thin plates by projectile impact, *Institute of Physics Conf.*, **21**, pp. 429-441
- [131] Wang, N.M. et Wenner, M.L., Elastic-viscoplastic analyses of simple stretch forming problems, *General Motors Research Laboratories, Michigan*, pp. 377-391
- [132] Langseth, M. et Larsen, P.K., Dropped objects plugging capacity of steel plates : An experimental investigation, *Int. J. Impact Engng*, **9** (1990), pp. 289-316
- [133] Rusinek, A. et Klepaczko, J.R., A numerical study on the wave propagation in perforation test, A soumettre à *Int. J. of Plasticity*
- [134] Marchand, A. et Duffy, J., An experimental study of the formation process of process of adiabatic shear bands in a structural steel, *J. Mech. Phys. Solids*, **36** (1988), p. 25
- [135] Hou, X., Impact on rotating targets. PhD Dissertation. University of California, Berkeley (1993)
- [136] Hou, X. et Goldsmith, W., Numerical simulation of impact on moving plates. *ASME New York*, **6** (1994), pp. 121-128

ANNEXE I

Observations microscopiques

(Eprouvette de double cisaillement)

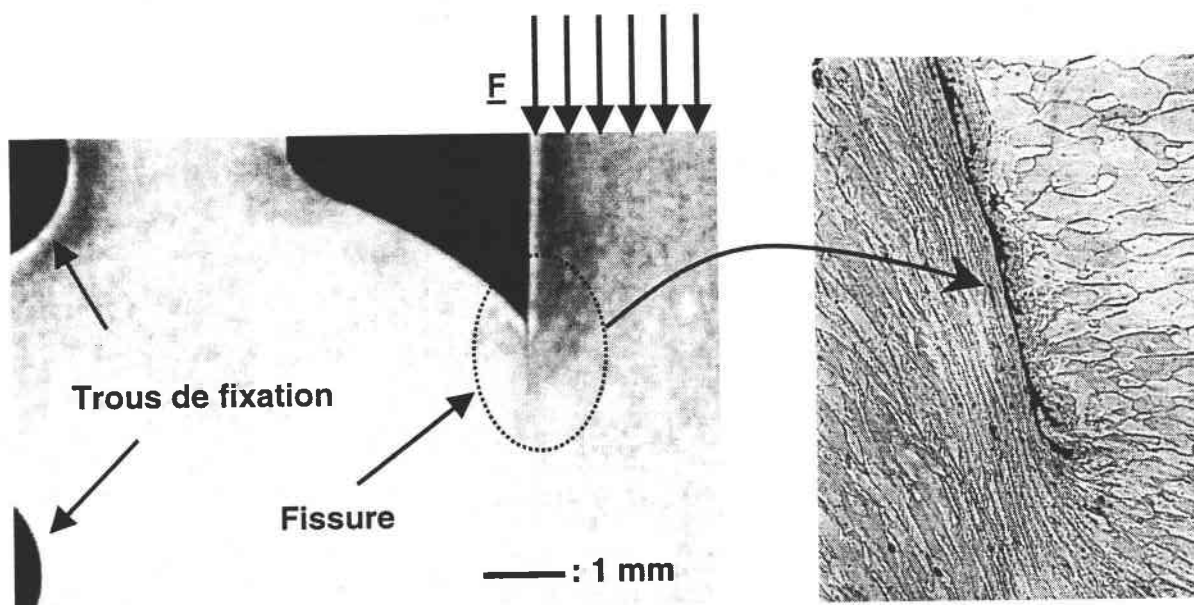


Fig. A1-1 : Analyse de la propagation d'une fissure, observation macroscopique et microscopique

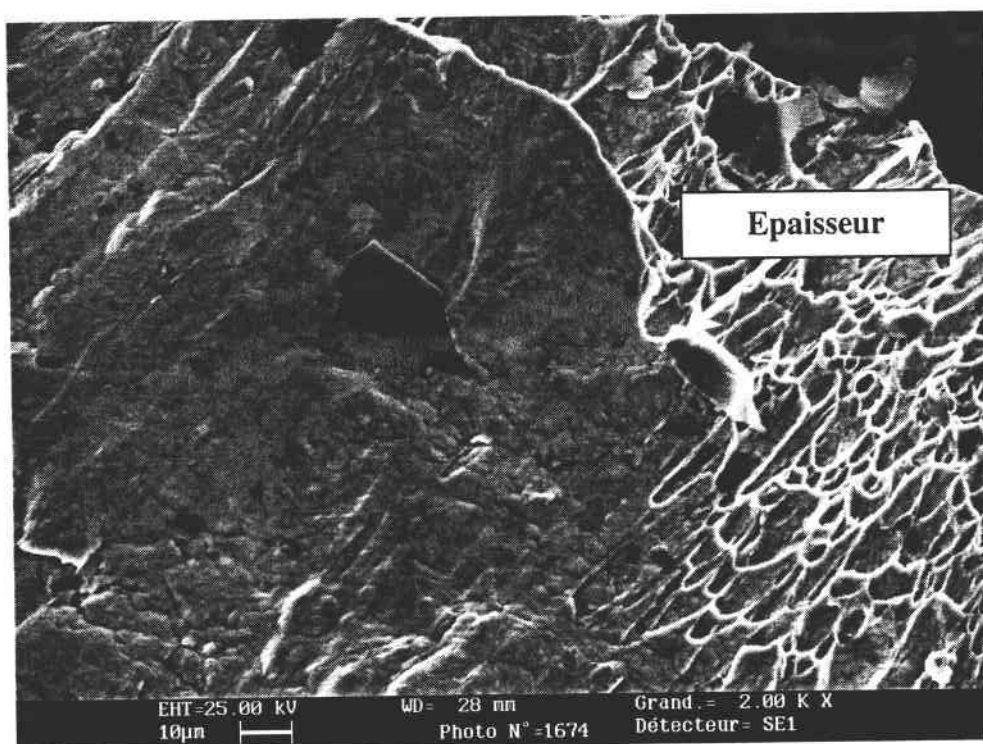


Fig. A1-2 : Analyse d'un faciès de rupture de cisaillement

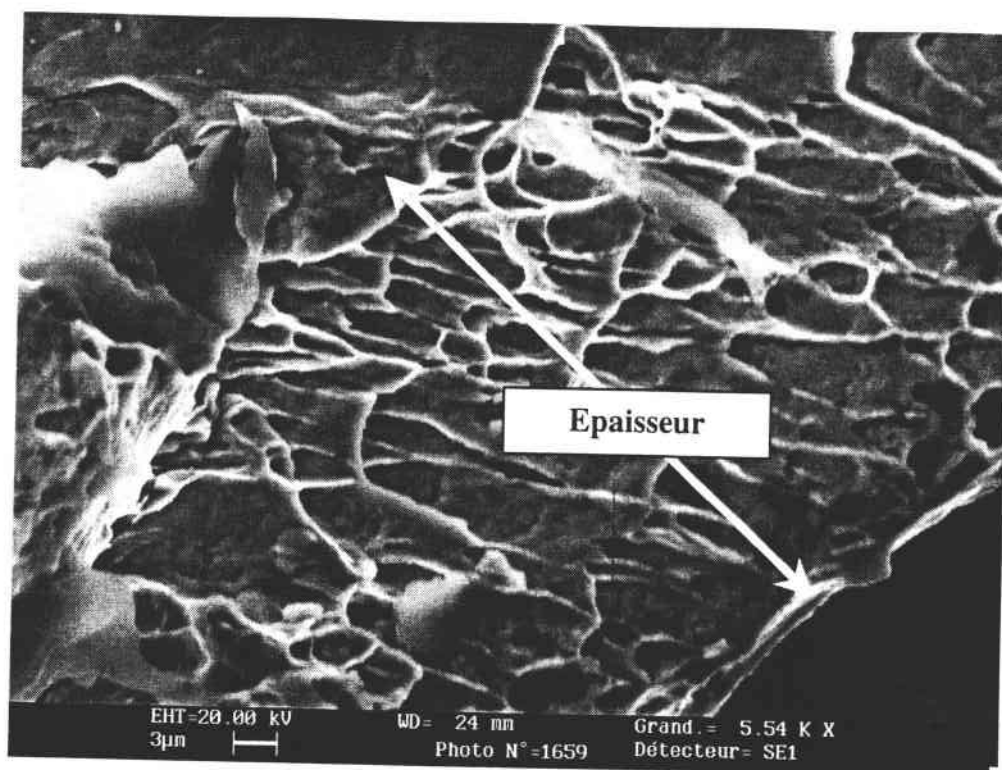


Fig. A1-3 : Analyse d'un faciès de rupture de cisaillement

(Eprouvette d'emboutissage)

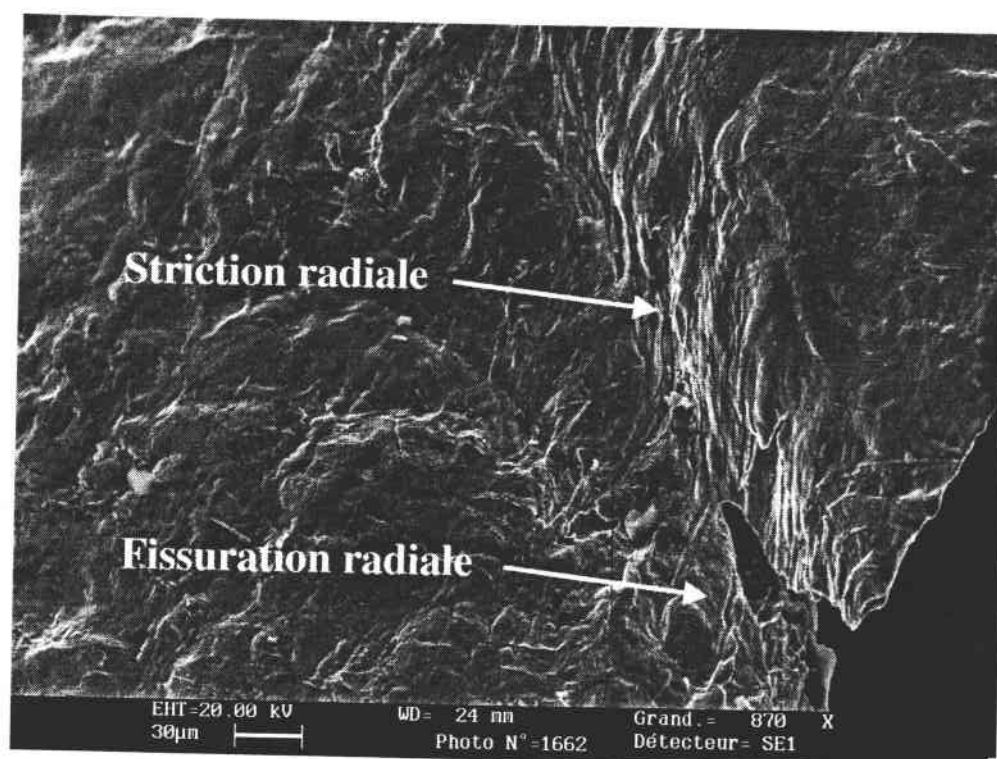


Fig. A1-4 : Striction radiale observé en emboutissage

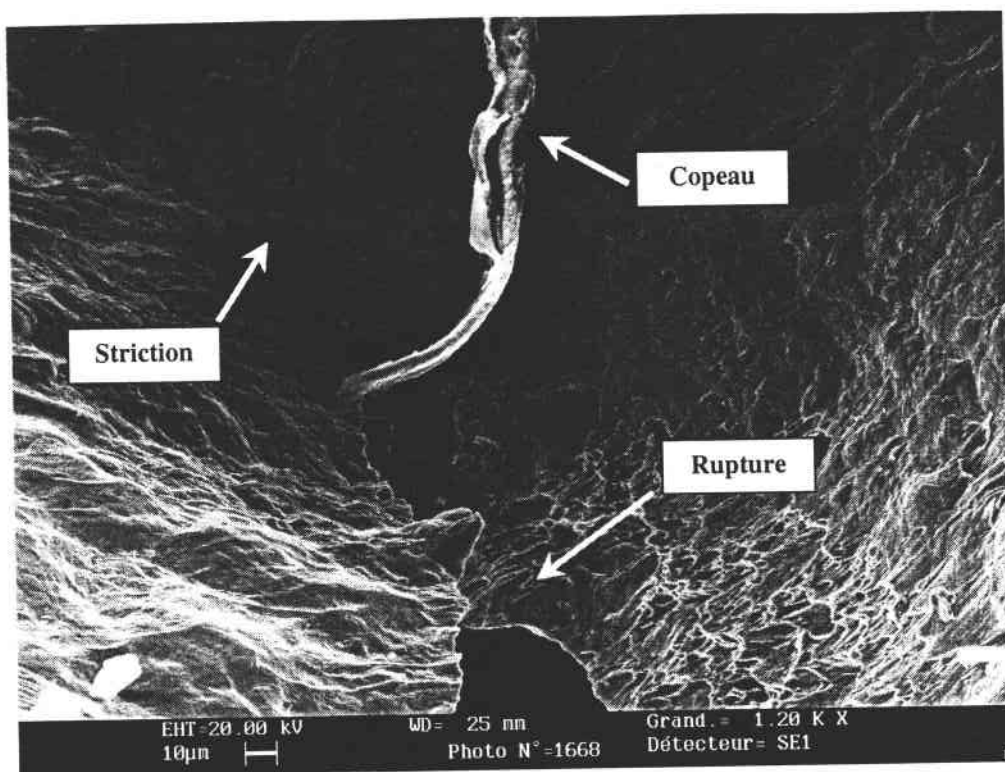


Fig. A1-5 : Striction radiale observé en emboutissage avec formation d'un copeau

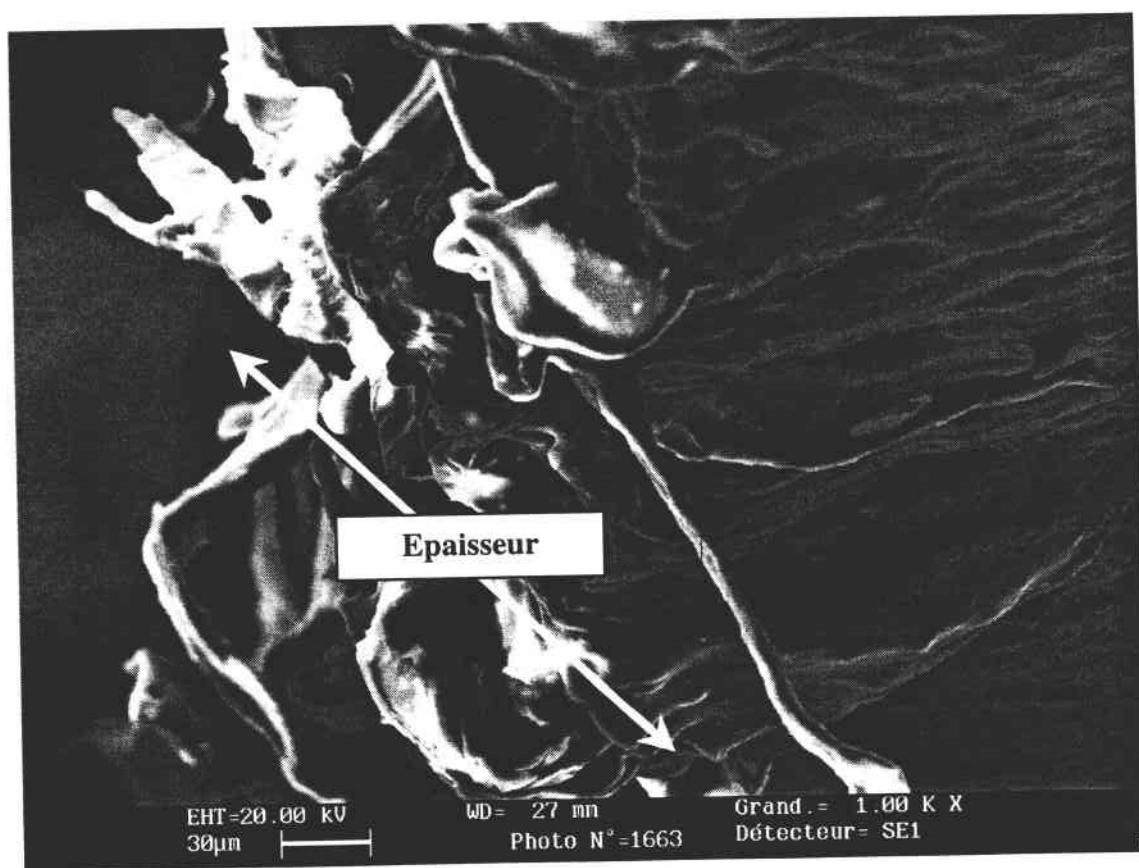


Fig. A1-6 : faciès de rupture obtenu après emboutissage

ANNEXE II

Simulation de la perforation avec critère de rupture

(Analyse 3D)

1. Loi de comportement + écrouissage de von-Mises :

$$\begin{cases} \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \frac{E(T)}{E_0} \left[B(\dot{\varepsilon}, T) (\varepsilon_0 + \varepsilon)^{n(\dot{\varepsilon}, T)} + \sigma_0^* \left(1 - D_1 \frac{T}{T_m} \log \frac{\dot{\varepsilon}_{\max}}{\varepsilon} \right)^m \right] \\ f(\sigma) = \frac{1}{2} S : S - \frac{1}{3} \sigma(\dot{\varepsilon}, T) \end{cases}$$

2. Maillage 3D d'une demi éprouvette :

3. L'analyse s'est faite en introduisant un défaut dans l'épaisseur :

$$\xi = \frac{e_0 - e}{e_0} \approx 2 \%$$

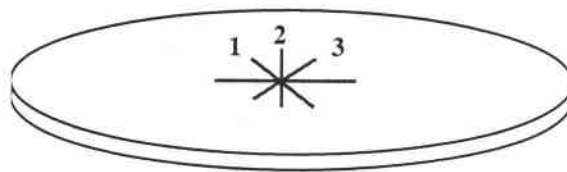


Fig. A2-1 : Défaut artificiel introduit dans l'épaisseur de la tôle de longueur 2 mm

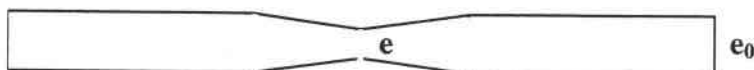


Fig. A2-2 : Défaut artificiel introduit dans l'épaisseur de la tôle, vue de face

4. Analyse des simulations numériques :

ABAQUS

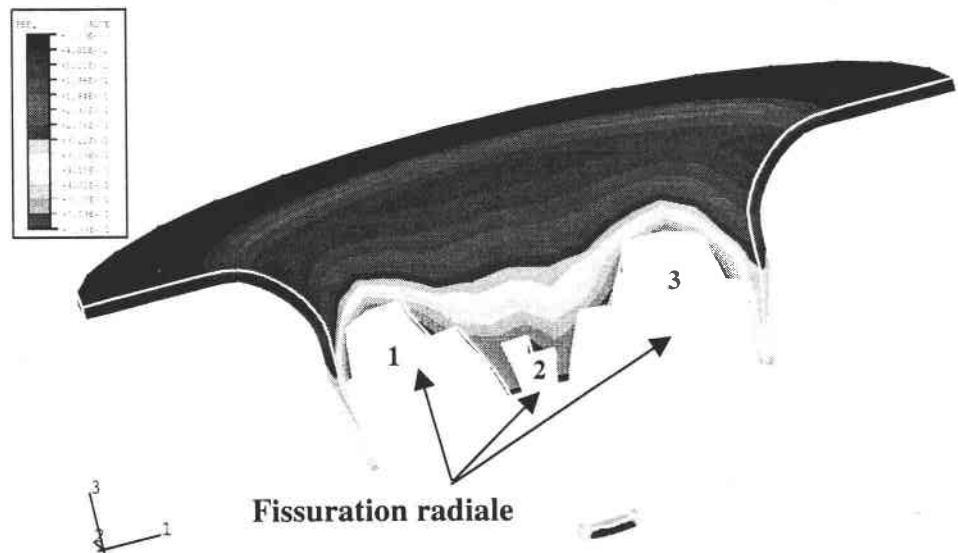


Fig. A2-3 : Résultat après simulation de la perforation, analyse du mode de rupture

5. Comparaison des résultats numériques et expérimentaux :

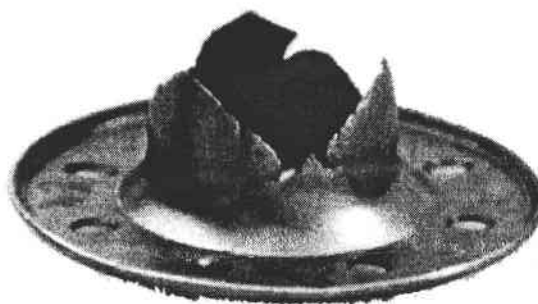


Fig. A2-4 : Mode de rupture expérimental